

# ANNALEN DER PHYSIK

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH  
F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF,  
G. u. E. WIEDEMANN, P. DRUDE

VIERTE FOLGE  
BAND 75 HEFT 3  
DER GANZEN REIHE 380. BANDES 3. HEFT

KURATORIUM:  
M. PLANCK, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG  
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK



L E I P Z I G

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1924 erscheinen Bd. 73, 74 u. 75 à 8 Hefte.

Preis von Band 75 für Deutschland Goldmark 20.—; England £ 1—;

Holland fl. 11.50; Schweiz Fr. 25.—, U.S.A. \$ 4.50.

Ausgegeben im September 1924.

# Inhalt.

	Seite
1. A. Becker: Über die durch $\alpha$ -Strahlen erregte Elektronen-emission . . . . .	217
2. L. Holborn: Über die Kolbenbewegung der Druckwage . .	276
3. A. Wigand und T. Schlomka: Die Messung elektrischer Spannungen vom Motorluftfahrzeug aus. . . . .	279
4. E. Rupp: Über Ausleuchtung der Phosphore durch magnetische und elektrische Felder . . . . .	326

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **München, Leopoldstraße 91.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

**Anderweitiger Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

**Zitate** sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortgeschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.



Par  
Wi

per  
K.  
sa  
ver  
Lie  
Arl  
kor  
dar  
lich  
ist  
erg  
A.  
unc  
wor  
bes  
ein  
vor

leg  
sin  
Sei  
so  
nan  
(Ze  
fes  
den  
—  
Ge  
sch



# ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 75.

## 1. Über die durch $\alpha$ -Strahlen erregte Elektronenemission; von A. Becker.

In einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> habe ich einen weitgehenden Parallelismus zwischen lichtelektrischer und glühelektrischer Wirkung nachgewiesen<sup>2)</sup> und im Zusammenhang damit die

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 60. S. 30. 1919.

2) Dieser Nachweis stützte sich vornehmlich auf die beiden experimentellen Untersuchungen der Herren O. W. Richardson und K. T. Compton (Phil. Mag. 24. S. 575. 1912) und des Hrn. C. Ramsauer (Ann. d. Phys. 45. S. 1121. 1914) über die Geschwindigkeitsverteilung der lichtelektrischen Elektronen bei Erregung mit homogenem Licht. Diese in der Versuchsweise prinzipiell voneinander verschiedenen Arbeiten sind, wie ich gezeigt habe, in ihren für unsere Frage in Betracht kommenden Ergebnissen in so guter Übereinstimmung, daß man schon darin, ganz abgesehen von der Sorgfalt ihrer Durchführung, ein wesentliches Kriterium für die Sicherheit dieser Ergebnisse erblicken darf. Es ist trotzdem — namentlich im Hinblick auf die abweichenden Versuchsergebnisse der Herren R. A. Millikan (Phys. Rev. 7. S. 355. 1916), A. E. Hennings u. W. H. Kadesch (Phys. Rev. 8. S. 209 u. 221. 1916) und P. E. Sabine (Phys. Rev. 9. S. 260. 1916) — mehrfach versucht worden, in dem namentlich von Hrn. Ramsauer betonten Fehlen einer bestimmt definierten Höchstgeschwindigkeit der emittierten Elektronen einen Widerspruch mit dem Quantengesetz und damit ein Anzeichen von Versuchsfehlern nachzuweisen.

Wenn die Schlüsse meiner früheren Arbeit, wie die nähere Überlegung zeigt, auch nicht wesentlich von dieser speziellen Frage beeinflusst sind — vgl. auch eine gewisse experimentelle Bestätigung von anderer Seite (K. Bergwitz, Verh. d. D. phys. Ges. 3. Reihe 3. S. 25. 1922) — so bleibt andererseits zu bemerken, daß mir die Berechtigung des genannten Einwandes auch trotz der Arbeit des Hrn. O. Klemperer (Zeitschr. f. Phys. 16. S. 280. 1923) überhaupt noch nicht zweifelsfrei festgestellt zu sein scheint. Denn wenn auch die Versuchsgenauigkeit der Ramsauerschen Methode bei den größeren Voltgeschwindigkeiten — da sie direkt Lineargeschwindigkeiten mißt — diejenige bei den kleineren Geschwindigkeiten nicht ganz erreichen wird, so bleibt doch die Überschreitung des nach der einfachen Quantenbeziehung zu erwartenden

Vermutung geäußert, daß die verschiedenen Formen der Energieumsetzung, die uns in der Auslösung von Elektronen aus der Materie entgegentritt, ganz allgemein einen gewissen durch den Atombau bedingten Grundmechanismus gemeinsam haben könnten. Dies soll durch die vorliegende Untersuchung in einem neuen Falle, der Elektronenauslösung durch  $\alpha$ -Strahlen, weiter verfolgt werden.

Die Lösung dieser Aufgabe verlangt die einwandfreie Feststellung der Geschwindigkeitsverteilung der von den  $\alpha$ -Strahlen aus Metallen ausgelösten Elektronen und eine vergleichsweise Zusammenstellung der gesicherten Ergebnisse mit der die beiden vorgenannten Erregungsarten betreffenden Kenntnis.

Die bisherige Literatur über dieses Erscheinungsgebiet der sog.  $\delta$ -Strahlung vermag trotz ihres außerordentlichen Umfangs hierzu nichts Entscheidendes beizutragen. Dies mag einerseits an der nicht geringen Schwierigkeit liegen, welche der eindeutigen Ermittlung aller Eigenschaften der auftretenden Elektronenstrahlung entgegensteht; andererseits ist es zweifellos auf die durchweg nicht ausreichende Beachtung der für solche Untersuchungen grundlegenden Gesichtspunkte zurückzuführen, wie ich sie in einer vorhergehenden Arbeit<sup>1)</sup> zusammenfassend betrachtet habe. Da im allgemeinen bei der begrenzten Intensität der zu untersuchenden Strahlen nur elektrische Meßmethoden in Betracht kommen können, so handelt es sich vor allem um die Verwirklichung solcher Feldverhältnisse, wie sie dem theoretischen Einblick völlig zugänglich sind. Da außerdem meist mehrere verschiedene Erscheinungen in einer kaum lösbaren gegenseitigen Ver-

---

Höchstwerte so groß und so deutlich, daß man Versuchsfehler von einem Ausmaß annehmen müßte, für welches die Arbeit keinerlei Begründung bietet. Noch größerer Schwierigkeit würde man begegnen bei dem Versuch, die gute Übereinstimmung der Geschwindigkeitsverteilungskurven des Hrn. Ramsauer mit denjenigen der Herren Richardson u. Compton (vgl. A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 462. 1919) auf äquivalente Fehler bei den letztgenannten Beobachtern zurückführen zu wollen. Auch vom Standpunkt der Theorie erschiene das Auftreten höherer Geschwindigkeiten immerhin möglich.

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 393. 1919.

knüpfung das Versuchsergebnis beeinflussen, so bedarf es nicht nur weitgehender kritischer Analyse, sondern auch möglichst eingreifender Variation des Meßverfahrens.

Als ausgeprägteste Feststellung der bisherigen Untersuchungen erscheint das vielfach übereinstimmend gefundene, mehr qualitative Ergebnis, daß die Geschwindigkeit der emittierten Elektronen die Größenordnung von einigen Volt besitze und daß diese weder von der Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Strahlen, noch von der Natur des emittierenden Stoffes in merklichem Betrag abhängen.<sup>1)</sup> Daß daneben auch größere Austrittsgeschwindigkeiten bis zur Größenordnung von 1000 Volt nachweisbar seien, wird namentlich von Hrn. Bumstead<sup>2)</sup> aus seinen Beobachtungen geschlossen. Zuverlässiges Material über die genaue Größe und die Verteilung der Geschwindigkeiten, deren Kenntnis für die Entscheidung unserer Frage unerlässlich ist, fehlt aber vollständig.

Die gegenwärtige Arbeit sucht diese Lücke so weit auszufüllen, als dies zur Beantwortung der aufgeworfenen Hauptfrage unerlässlich erscheint. Sie geht dabei unter teilweiser Nachprüfung älterer Beobachtungen systematisch vor, um alle die Grunderscheinungen begleitenden Einzelvorgänge, deren Mitwirkung die Literatur teilweise überhaupt nicht beachtet, teilweise nicht widerspruchsfrei erkannt oder nicht eliminiert hat, in dem für die Beurteilung der Tragweite des Endergebnisses notwendigen Umfang soweit möglich quantitativ sicherzustellen. Als besonders wichtig muß in dieser Hinsicht die Entscheidung der Frage erscheinen, ob überhaupt das Prinzip der Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen aus der Beeinflussung der austretenden Menge durch elektrische Felder streng einwandfrei und also insbesondere die aus einer Metalloberfläche austretende Elektronenzahl von beschleunigenden Kräften unabhängig ist. Daneben kommen u. a. die Fragen

---

1) Vgl. z. B. die älteren Zusammenstellungen von Hrn. N. R. Campbell, *Jahrb. d. Rad. u. Elektronik* 9. S. 419. 1912, und von Hrn. F. Hauser, *Jahrb. d. Rad. u. Elektronik* 10. S. 445. 1913.

2) H. A. Bumstead u. A. G. Mc Gougan, *Phil. Mag.* 24. S. 462. 1912; H. A. Bumstead, *Phil. Mag.* 26. S. 233. 1913; *Phys. Rev.* 8. S. 715. 1916.

nach dem Einfluß von Reflexion bzw. Rückdiffusion der  $\alpha$ -Strahlen und der Elektronen auf die Mengenangaben und von Kontaktpotentialdifferenzen auf die Feldangaben in Betracht.<sup>1)</sup>

Als Meßmittel dient hauptsächlich sowohl das homogene als das zentrale elektrische Feld geeigneter Kondensatoren, deren gleichzeitige Verwendung der besonderen Absicht entspricht, aus dem mit mehr oder weniger Erfolg erreichbaren Ausschluß der auf beiden prinzipiell verschiedenen Wegen gewinnbaren Resultate aneinander die Zuverlässigkeit dieser Resultate zu prüfen. Sämtliche Messungen werden im höchsten Vakuum ausgeführt. Kittungen der Versuchsapparate sind vollständig vermieden, Schliffe auf ein Mindestmaß herabgesetzt und nur an ihren obersten Teilen mit geruchfreiem Gummifett bzw. Quecksilber gedichtet. Zu sonst erforderlichen Dichtungen wird Kupferamalgam benutzt. Die Evakuierung erfolgt durch eine oder zwei Diffusionspumpen, die durch eine mit flüssigem Sauerstoff gekühlte U-Röhre mit dem Meßraum verbunden sind, unter Verwendung der rotierenden Gaede-Quecksilberpumpe als Vorpumpe. Ist das Vakuum in dieser Weise jeweils mindestens einen Tag lang aufrecht erhalten, so wird der Meßraum durch ein Quecksilberventil von den Pumpen abgetrennt und dann noch mehrere Stunden vor der Messung durch Eintauchen eines direkten Rohransatzes mit zuvor entgaster Holzkohle in flüssigen Sauerstoff auf höchstes Vakuum gebracht.<sup>2)</sup>

Als  $\alpha$ -Strahlenquelle wird Polonium benutzt, das auf geeigneten Kupferscheibchen in möglichst dünner und doch

1) Die älteren Untersuchungen lassen die Beachtung gerade der hier genannten Faktoren so gut wie vollständig vermissen. Zwar wird an einigen Stellen der Literatur die mögliche Mitwirkung von Reflexionen und Kontaktpotentialdifferenzen angedeutet, aber in keinem mir bekannten Falle tatsächlich zahlenmäßig festgestellt und in Rechnung gesetzt.

2) Der Direktion der Badischen Anilin- und Sodafabrik Ludwigshafen habe ich für die bereitwillige Überlassung besonders wirksamer Holzkohle, der Firma Gebr. Leferenz in Heidelberg für das große Entgegenkommen, mit dem sie mir jederzeit den erforderlichen Sauerstoff zur Verfügung gestellt hat, bestens zu danken.

ausreichend intensiv strahlender Schicht niedergeschlagen ist.<sup>1)</sup> Die  $\alpha$ -Strahlung ist durch ihre Reichweite in Luft  $R_0 = 3,72$  cm und ihre Anfangsgeschwindigkeit  $v_0 = 1,59 \times 10^9$  cm/sec<sup>2)</sup>, die  $V_0 = 2,62 \times 10^6$  Volt oder einer Anfangsenergie von  $8,33 \times 10^{-6}$  erg  $= 1,99 \times 10^{-13}$  grcal pro Teilchen entspricht, charakterisiert. Da die Stärke der Präparate die Benutzung paralleler  $\alpha$ -Strahlenbündel zur  $\delta$ -Strahlenerregung leider ausschließt, muß die Frage nach einem etwaigen Geschwindigkeitseinfluß der  $\alpha$ -Strahlen auf die Elektronenemission durch geeignete Kombination der Versuche gelöst werden.

Die zur Felderzeugung nötigen Spannungen werden, teilweise durch Abzweigen, einer Akkumulatorenbatterie entnommen und mit einem geeichten Präzisions-Voltmeter gemessen. Die Messung der Strahlloadungen erfolgt mit dem Quadrantelektrometer.

## I. Bestimmung der aus Metallen ausgelösten Elektronen-Mengen.

Bevor wir uns der eigentlichen Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen zuwenden, sei die Beziehung zwischen den Mengen der  $\alpha$ -Strahlen und der von ihnen aus Metallen ausgelösten Elektronen auf einem möglichst direkten Wege festgelegt. Wir gewinnen auf diese Weise erste Anhaltspunkte zu einer nachfolgenden Prüfung der Aussagen der späteren Versuche, welche von der gleichen Frage teilweise mehr indirekt beeinflußt sind. Die Durchführung dieser Untersuchung verlangt zwei getrennte Feststellungen, nämlich einerseits diejenige der von einem bestrahlten Metall im ganzen abgegebenen bzw. aufgenommenen Ladungen und andererseits diejenige der erregenden  $\alpha$ -Strahlenmenge.

### a) Versuchsverfahren.

Die benutzte Anordnung wird aus Fig. 1 ersichtlich. Das  $\alpha$ -Strahlenpräparat  $P$  von 4,1 mm Durchmesser befindet sich in der zylindrischen Bohrung eines verschraubbaren

1) Die benötigten Präparate verdanke ich dem außerordentlichen Entgegenkommen der Chininfabrik Braunschweig.

2) Vgl. St. Meyer, Jahrb. d. Rad. u. Elektronik 19. S. 334. 1923.

Messingkopfs  $Q$ , dessen Halter, von geerdeten Hüllen geschützt, durch den Messingkonus  $S_1$  der Versuchsröhre isoliert hindurchgeführt ist und mit dem Quadrantelektrometer in Verbindung steht. Das Präparat ist in variierbarem Abstand von einer

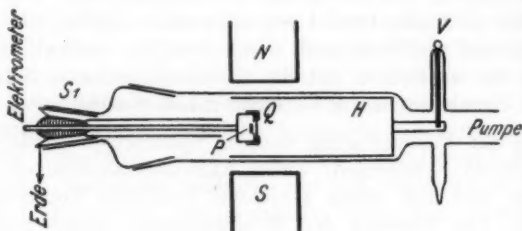


Fig. 1.

für die  $\alpha$ -Strahlen durchlässigen Metallfolie<sup>1)</sup> bedeckt, so daß die Beobachtung sich auf diejenige Elektronenemission bezieht, welche in der Richtung der erregenden Strahlen erfolgt. Der Präparatkopf befindet sich vollständig im Innern eines einseitig verschlossenen Messingzylinders  $H$ , der, durch das Glas der Versuchsröhre ausreichend isoliert, mit Hilfe einer eingeschmolzenen Zuleitung auf beliebige Spannung gebracht werden kann. Die Röhre wird, wie bereits beschrieben, an das Pumpenaggregat angeschlossen. Für die  $\alpha$ -Strahlungsmessung kommt als weiteres Hilfsmittel ein Elektromagnet  $N-S$  zur Verwendung, der mit 18 Wb. Stromstärke ein Magnetfeld liefert, welches am Orte der Strahlenquelle etwa 3000 Gauss beträgt.

Der der Beobachtung zugängliche Vorgang ist nun folgender: Ist der Strahlenraum *feldfrei*, so verliert der Präparatkopf positive Elektrizität nach Maßgabe der austretenden  $\alpha$ -Strahlung und gleichzeitig negative Elektrizität infolge Elektronenabgabe

1) Dieselbe wird in allen Fällen derart aufgelegt, daß keinerlei Behinderung des Austritts der die Außenseite verlassenden Elektronen erfolgt. — Die benutzten Folien aus Edelmetall verdanke ich der Gemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

seitens der durchstrahlten Metallfolie. Da die  $\alpha$ -Strahlen aber die umgebende Hülle  $H$  treffen, so wird auch diese zur Elektronenquelle, und der Präparatkopf kann von dieser Seite bei der bestimmten geometrischen Anordnung einen gewissen Betrag an negativer Ladung zugeführt erhalten. Lassen wir weiterhin Reflexion bzw. Rückdiffusion der  $\alpha$ -Strahlen und der Elektronen zu, so kann dadurch der Ladungszustand des Präparatkopfs, welcher allein der Beobachtung unmittelbar zugänglich ist, noch mehr kompliziert werden.

Die Anwendung eines ausreichenden *elektrischen Feldes* im Strahlraum bringt eine wesentliche Vereinfachung der Verhältnisse. Denn man erreicht es hierdurch, daß der Präparatkopf je nach der Richtung des Feldes keine oder alle Elektronen der Hülle aufnimmt.

Eine weitere Vereinfachung verursacht die Anwendung des *magnetischen Feldes*, sofern es die Beeinflussung der Beobachtung durch Elektronenladungen überhaupt ausschaltet und daher eine unmittelbare Messung der austretenden  $\alpha$ -Strahlung ermöglicht.

#### b) Einfluß des elektrischen Feldes auf die meßbare Elektronenmenge.

Da nur Spannungsdifferenzen bis 1000 Volt zwischen  $Q$  und  $H$  benutzt werden, wird die Abhängigkeit der am Präparatkopf auftretenden Ladungen von der Höhe dieser Spannungsdifferenz ausschließlich durch deren Einfluß auf die Elektronenbewegung bestimmt, während die erzeugende  $\alpha$ -Strahlung selbst bei ihrer sehr viel höheren Voltgeschwindigkeit<sup>1)</sup> praktisch völlig unbeeinflusst bleibt. Der auftretende Gang werde in Tab. 1 für zwei verschiedene Metallblättchen angegeben.

Der Anstieg der positiven Aufladung mit zunehmender positiver Spannung an der Hülle läßt zunächst zwei Deutungen zu: Man könnte nämlich darin sowohl eine Begünstigung des

---

1) Vgl. die Einleitung.

Tabelle 1.

Spannung <sup>1)</sup> an <i>H</i>	Aufladung von <i>Q</i>		Spannung an <i>H</i>	Aufladung von <i>Q</i>	
	Aluminium $8,1 \cdot 10^{-4}$ g/qcm	Gold $1,22 \cdot 10^{-2}$ g/qcm		Aluminium $8,1 \cdot 10^{-4}$ g/qcm	Gold $1,22 \cdot 10^{-2}$ g/qcm
Volt	Sk./Min.		Volt	Sk./Min.	
0	+17,9	+14,5	—	—	—
+ 0,5	23,0	—	— 0,5	+11,8	—
+ 1	25,8	17,4	— 1	+ 7,7	+9,0
+ 2	30,2	18,5	— 2	— 0,3	+4,7
+ 3	31,7	—	— 3	— 5,8	—
+ 4	32,5	19,4	— 4	— 9,8	—2,0
+ 6,2	32,9	—	— 6,2	16,1	—
+ 10,4	33,6	20,3	— 10,4	23,8	11,7
+ 20,0	34,8	—	— 20,0	28,0	14,0
+ 100	35,2	20,7	— 100	39,7	22,5
+ 500	34,9	20,8	— 500	41,4	27,1
+1000	34,8	20,8	—1000	41,9	27,3

Elektronenaustritts aus dem Metallblättchen erblicken, wie sie von Hrn. Pound<sup>2)</sup> und Moseley<sup>3)</sup> angenommen worden ist, als eine Abhaltung von Elektronen der Hülle. Wenn die für die Geschwindigkeitsmessungen grundlegende erste Frage mit der gegenwärtigen Anordnung auch nicht entschieden werden kann<sup>4)</sup>, so läßt der Elektrometergang bei negativen Spannungen doch von vornherein schließen, daß auch der zweiten Deutung wesentliches Gewicht beizulegen ist. Man erkennt ferner, daß sich der Einfluß der positiven Spannungen nur auf relativ kleine Werte derselben beschränkt und etwa bei + 20 Volt seine Grenze findet, während bei negativen Spannungen darüber hinaus noch ein deutlicher Anstieg des Elektrometergangs beobachtbar ist. Dieses Verhalten läßt vor allem den sicheren Schluß zu, daß die Mitwirkung von

1) Es ist hier die jeweils angelegte Spannung, auf 1 v. H. genau gemessen, verzeichnet. Da es sich hier nur um mehr qualitative Feststellungen handelt, ist ein Eingehen auf Kontaktpotentialdifferenzen an dieser Stelle entbehrlich.

2) V. E. Pound, Phil. Mag. 23. S. 813. 1912.

3) H. G. J. Moseley, Proc. Roy. Soc. A. 87. S. 230. 1912.

4) Die Entscheidung vgl. unter IIAb.



Gasspuren, die sich bei den höheren Spannungen deutlich geltend machen müßte, ausgeschlossen ist. Unzutreffend wäre es aber, wollte man aus dem beobachteten Gang auf die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen schließen — wie dies in ähnlichen Fällen in der Literatur vielfach geschehen ist — und etwa folgern, daß den Elektronen der Hülle eine kleinere Geschwindigkeit zukomme als denjenigen der benutzten Metallblättchen. Zu beachten ist nämlich, daß am Präparatkopf und an der zylindrischen Hülle nicht nur die Feldrichtung in bezug auf die Emissionsrichtung der Elektronen, sondern auch die Feldstärke verschieden ist. Da insbesondere die Feldstärke nach den größeren Tiefen des Zylinders hin erheblich abnimmt, bedarf es größerer negativer Potentiale desselben, um die dort emittierten Elektronen noch dem Präparatkopf zuzuführen. Mit Berechtigung ist nur zu schließen, daß die Elektronengeschwindigkeiten im Durchschnitt relativ gering sind. Dies trifft nicht nur auf die beiden mitgeteilten Fälle, sondern auf alle Beobachtungen zu, unabhängig von der Dicke und der Natur der benutzten Metalle. Es handelt sich also durchweg um Elektronen so geringer Durchdringungsfähigkeit, daß selbst die dünnsten noch gerade lochfreien Folien einen vollkommenen Schutz gegen alle Elektronen des Präparats und der es einschließenden Wände gewähren werden und daß daher nur solche Elektronen des Präparatkopfs zur Beobachtung kommen, welche in den benutzten Metallblättchen erregt werden.

Da der Elektrometergang von Spannungen über  $+20$  Volt an der Hülle nicht mehr beeinflusst wird, so ist sein hier erreichter Grenzwert als unverfälschtes Maß für die Ladungsabgabe der durchstrahlten Folie zu betrachten, d. h. als Maß für die algebraische Summe der von den austretenden  $\alpha$ -Strahlen und Elektronen fortgeführten Ladungen. Für die beabsichtigte Festlegung des quantitativen Ausmaßes der Elektronenerregung kommt es daher nur auf die jeweilige Bestimmung dieser Grenzwerte an.

#### c) Der Einfluß des magnetischen Feldes.

Wie weit das Magnetfeld seinem Zwecke gerecht wird, alle Elektronen an ihrem Emissionsort festzuhalten, bedarf besonderer Prüfung. In dem starken Felde, dessen Verwendung

die benutzte enge Versuchsröhre zuläßt, ist bei der bereits erkannten geringen Größe der Elektronengeschwindigkeiten zwar mit außerordentlich kleinen Kreisen der vertikal zu den Kraftlinien verlaufenden Bahnkomponenten zu rechnen<sup>1)</sup>; es sind aber auch die parallelen Komponenten zu beachten, die immerhin eine merkliche Fortführung der Elektronen zulassen. Eine einfache Prüfung ermöglicht die gleichzeitige Anwendung eines elektrischen Feldes, da es beide Geschwindigkeitskomponenten des Elektrons modifiziert. Wesentlich ist vor allem sein Einfluß auf die den Magnetkraftlinien parallelen Komponenten, da das Magnetfeld so stark vorausgesetzt werden kann, daß wenig erhebliche Veränderungen der vertikalen Komponenten bedeutungslos bleiben. Soll die Messung des  $\alpha$ -Stroms mit dem Magnetfeld allein einwandfrei sein, so muß offenbar die Hinzunahme schwächerer elektrischer Felder auf die Ergebnisse ganz ohne Einfluß sein. Wie weit dies bei geeigneter Orientierung des Magnetfelds in unserem Falle erreichbar ist, mag Tab. 2 veranschaulichen.

Tabelle 2.

$\alpha$ -Strahlung durch Aluminium  $3,25 \times 10^{-3}$  g/qcm.

Elektrometergang mit Magnetfeld und Aufladung der Hülle  $H$  der Röhre auf

0	- 4	+ 4	- 12	+ 12 Volt
- 4,3	- 4,5	- 4,6	- 4,2	- 3,9 Sek./Min.
4,2	5,2	4,3	4,5	4,4
5,0	4,5	4,2	4,5	4,4
4,8	4,3	4,3	4,7	4,2
4,6	4,7	4,6	4,1	4,8
4,2	4,2	4,8	4,9	4,5
4,5				
4,4				
Mittel 4,50	4,57	4,47	4,48	4,37

Die Unterschiede bei verschiedenen Spannungen sind kaum größer als diejenigen der Einzelversuche bei festgehaltener Spannung.<sup>2)</sup>

1) Der Zusammenhang zwischen Kreisradius und Voltgeschwindigkeit ist für 3000 Gauss beispielsweise der folgende:

Volt	1	6	12,8	102
Radius	1,11	2,83	3,97	$11,1 \times 10^{-3}$ cm

2) Vgl. auch die späteren Magnetfeldbeobachtungen unter II Aa.

d) Die pro  $\alpha$ -Teilchen emittierte Elektronenzahl.

Bezeichnet  $+\alpha$  die während einer Messung aus dem benutzten Metallblättchen austretende  $\alpha$ -Strahlen-Ladung,

—  $\delta$  die während der gleichen Zeit vom Blättchen abgegebene Elektronenladung,

so ist der im elektrischen Felde (ohne Magnetfeld<sup>1)</sup>) bei positiven Spannungen der Hülle über 20 Volt sich einstellende Grenzwert des Elektrometergangs, wie unter b) bemerkt, ein Maß für die Summe  $\delta - \alpha$ . Die im folgenden mitzuteilenden Werte für diese Maßzahl<sup>2)</sup> sind durchweg Mittelwerte aus Beobachtungen mit variierten Spannungen zwischen  $+100$  und  $+1000$  Volt. Die mitzuteilenden Ergebnisse der Messungen im magnetischen Felde, welche ein Maß sind für die Größe  $-\alpha$  allein, sind ebenfalls Mittelwerte aus Beobachtungen, bei denen der Zylinder  $H$  zur Kontrolle nacheinander die Spannungen  $0$ ,  $-4$  und  $+4$  Volt besitzt (vgl. Tab. 2). Der Quotient aus den Werten  $|\delta - \alpha - (-\alpha)|$  und  $|\alpha|$ , der mit dem Verhältnis der Absolutwerte der zugehörigen Elektrometergänge identisch ist, gibt sonach das Verhältnis der Ladungen an, welche von den die Außenseite der durchstrahlten Metalle verlassenden Elektronen und  $\alpha$ -Teilchen getragen werden. Das Verhältnis der entsprechenden Teilchenzahlen  $Z_\delta/Z_\alpha$  ergibt sich hieraus durch Verdoppelung.

Diese Erwägungen haben aber, worauf zu achten ist, zur Voraussetzung, daß alle aus den Metallblättchen austretenden  $\alpha$ -Teilchen von der umgebenden Hülle festgehalten werden, und daß infolgedessen eine Rückkehr eines gewissen Bruchteils derselben zum Präparatkopf ausgeschlossen ist.<sup>3)</sup> Denn sonst würde die obige Deutung des Meßergebnisses in zweifacher Weise von der Wirklichkeit abweichen, insofern nämlich alle zurückkehrenden  $\alpha$ -Teilchen einerseits sich der

1) Es ist in diesem Falle nicht etwa nur der Magnetisierungsstrom ausgeschaltet, wie offenbar bei einigen ähnlichen älteren Untersuchungen (vgl. z. B. F. Hauser, Phys. Zeitschr. 13. S. 936. 1912), sondern der ganze Elektromagnet von der Versuchsanordnung entfernt.

2) Da es letzten Endes nur auf Verhältniszahlen ankommt, setzen wir an Stelle der Ladungen einfach die zugehörigen Elektrometergänge.

3) Dies ist für die *Elektronen* ohne weiteres durch die Beobachtung im stark beschleunigenden Felde sichergestellt.

Mengenbestimmung völlig entziehen und andererseits in doppeltem Maße — bei ihrem Austritt und bei ihrer Rückkehr — zur Elektronenerregung beitragen würden. Das beobachtete Verhältnis  $Z_\delta/Z_\alpha$  wäre in diesem Sinne als oberer Grenzwert zu betrachten. Aus den Untersuchungen der Herren Geiger und Marsden<sup>1)</sup> und aus eigenen Beobachtungen zu dieser Frage IIA 4 $\alpha$  und IIB d zeigt sich nun, daß die Rückdiffusion<sup>2)</sup> der  $\alpha$ -Strahlen an Metallen so geringfügig ist, daß der hierdurch verursachte Fehler in unserer Deutung denjenigen aus der Versuchungenauigkeit (vgl. das Nachfolgende) keinesfalls übersteigt.

1. *Abhängigkeit von der Foliendicke.* — Die gefundene Abhängigkeit der Elektronenemission von der durchstrahlten Metalldicke wird für Aluminium durch Tab. 3 wiedergegeben. Das 4,1 mm breite  $\alpha$ -Strahlenbündel ist in 2,82 mm Abstand vom Poloniumpräparat durch eine Kreisblende von 4,3 mm Durchmesser, welche von der jeweils benutzten Aluminiumfolie bedeckt ist, ausgeblendet. Die erste Kolonne gibt die durchstrahlte Masse pro Quadratcentimeter, die zweite und dritte Kolonne die im elektrischen bzw. magnetischen Felde

Tabelle 3.  
Elektronenemission von Aluminium.

Durchstrahlte Masse	$\delta - \alpha$	$-\alpha$	$ \delta/\alpha $	$Z_\delta/Z_\alpha$
$\rho$ g/qcm	Sk./Min.	Sk./Min.		
0		- 1,79		
0,00081	+ 8,23	1,67	5,93	11,9
0,00162	9,20	1,51	7,09	14,2
0,00243	9,75	1,50	7,50	15,0
0,00324	11,33	1,49	8,60	17,2
0,00410	10,65	1,35	8,89	17,8
0,00492	7,35	0,87	9,45	18,9
0,00492	7,35	0,87	9,45	18,9
0,00570	2,53	0,29	9,72	19,4
0,00640	0,01	0,05		
0,00733	- 0,12			
0,0080	+ 0,04			

1) H. Geiger u. E. Marsden, Proc. Roy. Soc. A. 82. S. 495. 1909.

2) Daß es sich im wesentlichen um Rückdiffusion handelt, geht aus der starken Abhängigkeit der Erscheinung von der getroffenen Schichtdicke hervor.

beobachteten Elektrometergänge, aus denen die Angaben der folgenden Kolonnen durch einfache Rechnung auf Grund der genannten Zusammenhänge hervorgehen.

Die austretende Elektronenmenge nimmt mit wachsender Blättchendicke anfänglich zu, um nach Überschreiten eines Maximums relativ schnell abzufallen. Daß die  $\alpha$ -Strahlen-Intensität sofort abzunehmen beginnt, erklärt sich aus der sehr erheblichen Mitwirkung schiefer Strahlen, welche zum Teil schon in der dünnsten hier benutzten Folie Schichtdicken finden, welche ihre Reichweite übertreffen.<sup>1)</sup> Von einer Aluminiumdicke von 0,0064 g/qcm an ist weder durchdringende  $\alpha$ -Strahlung noch Elektronenemission nachweisbar. Diese Dicke entspricht genau demjenigen Wert, welcher sich nach den Angaben der Herren Marsden und Richardson<sup>2)</sup> für die Reichweite der  $\alpha$ -Strahlen des Poloniums in Aluminium berechnen läßt. Es geht aus dieser Übereinstimmung hervor, daß das benutzte Präparat als reine  $\alpha$ -Strahlenquelle zu betrachten ist und daß andererseits keine Elektronen die Metallblättchen verlassen, welche aus merklicher Tiefe des Metalls kommen.

Da sich im Verlauf der weiteren Untersuchung eine weitgehende Unabhängigkeit der Elektronengeschwindigkeiten von der Metalldicke ergeben wird, so dürfen wir annehmen, daß in erster Näherung alle überhaupt beobachtbaren Elektronen offenbar der gleichen Schichtdicke (im gleichen Metall) zugehören und daß infolgedessen die jeweils meßbare „totale“ Elektronenemission der Oberfläche mit der „differentialen“<sup>3)</sup> praktisch zusammenfällt. Der Gang von  $Z_\beta/Z_\alpha$  mit der Blättchendicke kann hiernach unmittelbar in Analogie gesetzt werden zu dem bekannten ganz gleichartigen Gang der differentialen Trägerbildung bzw. Elektronenerregung der

---

1) Aus dem anfänglich erheblichen Rückgang der durchgehenden  $\alpha$ -Strahlenmenge und aus anderen zu dieser Frage ausgeführten Versuchen ist zu schließen, daß beim Austritt der  $\alpha$ -Strahlung aus dem Präparat die schiefen Richtungen jedenfalls erheblich stärker vertreten sind als dies etwa bei der Ausstrahlung nach dem Cosinusetz der Fall wäre.

2) E. Marsden u. H. Richardson, Phil. Mag. 25. S. 184. 1913; E. Marsden u. T. S. Taylor, Proc. Roy. Soc. A. 88. S. 443. 1913.

3) Diese Bezeichnungen betreffend vgl. P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten, S. 141. Heidelberg 1918.

$\alpha$ -Strahlen auf Gaswegen wachsender Länge. Ebenso wie im Gas bis nahe an die Reichweite des  $\alpha$ -Strahls heran mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit die auf der Wegeinheit emittierte Elektronenzahl anwächst, so zeigt sich auch an Metallen zunehmende Elektronenabgabe mit abnehmender Geschwindigkeit der erregenden  $\alpha$ -Teilchen. Daß die Kurve in der Nachbarschaft des  $\alpha$ -Strahlendes ebenso wie bei Gasen abfallen wird, ist sehr wahrscheinlich; unsere Messungen lassen in diesem Bereich infolge der sehr geringen  $\alpha$ -Strahl-Intensität keine sichere Ausdeutung mehr zu. Ein quantitativer Vergleich des Kurvenanstiegs in beiden Fällen ist kaum weiter verwertbar, da unsere Messungen nicht den Fall eines parallelen  $\alpha$ -Strahlbündels verwirklichen. Versucht man indes auf diesen Fall zu extrapolieren, indem man die kleineren Foliendicken entsprechend höher ansetzt<sup>1)</sup>, so zeigt sich ein Anstieg im ungefähren Verhältnis 1 : 2,5, wie er für das gleiche Geschwindigkeitsbereich etwa für Luft bekannt ist.<sup>2)</sup>

2. *Abhängigkeit von der Natur des Metalls.* — Die Ergebnisse der hierzu ausgeführten Messungen finden sich in Tab. 4. Die Präparattiefe beträgt hierbei nur 1,02 mm, so

Tabelle 4.

Durchstrahltes Metall	Aluminium- äquivalent	$\delta - \alpha$	$-\alpha$	$ \delta/\alpha $
	g/qcm	Sk./Min.	Sk./Min.	
1. Aluminium 0,00081	0,00081	+33,6	-6,2	6,42
2. Aluminium 0,00243	0,00243	29,8	4,5	7,62
3. Aluminium 0,00243 und darüber	0,00258	26,9	4,4	7,11
Silber 0,000285				
4. Aluminium 0,00324	0,00324	26,4	3,4	8,76
5. Aluminium 0,00410	0,00410	22,3	2,83	8,88
6. Aluminium 0,00410 und darüber	0,00415	23,9	2,80	9,54
Gold 0,000123				
7. Silber 0,000285	0,00015	20,5	6,7	4,06
8. Silber 0,00591	0,00326	28,2	4,8	6,88
9. Gold 0,000123	0,000048	25,8	6,6	4,91
10. Gold 0,01223	0,00488	19,4	2,4	9,08

1) Unter Berücksichtigung des Anm. 1 der vorigen Seite Gesagten. Bei den dickeren Schichten ist der Parallellfall praktisch besser erreicht, da hier schon geringe Schiefen rasch ausgeschaltet werden.

2) Vgl. die neuesten Messungen von G. H. Henderson, Phil. Mag. 42. S. 538. 1921.

daß zwar die  $\alpha$ -Strahlenschiefe größer ist, die Strahlenintensität und damit die Meßgenauigkeit aber auch gesteigert ist. Zur Beurteilung der gleichzeitigen Geschwindigkeitseinflüsse ist neben der durchstrahlten Metallmasse ihr Aluminiumäquivalent bezüglich des Geschwindigkeitsverlusts für parallele Strahlen (nach den Beobachtungen der Herren Marsden und Richardson) angegeben.

Bemerkenswerte Unterschiede machen sich bei den geprüften Metallen kaum geltend. Die kleinen Abweichungen zwischen Gold und Aluminium sind wohl, da sie nicht immer die gleiche Richtung haben, auf Verschiedenheiten der Oberflächenbeschaffenheit zurückzuführen. Bei Silber dagegen fällt durchweg eine relativ geringere Wirksamkeit auf. Ein besonders ausgeprägter Einfluß der Dauer der Evakuation, der von einigen Seiten behauptet wird, ist nie in Erscheinung getreten; Messungen, die während mehrerer Wochen am gleichen, dauernd im höchsten Vakuum stehenden Metall wiederholt ausgeführt sind, zeigen volle Übereinstimmung. Entsprechend zeigen die neuen Messungen an Aluminium einen guten Anschluß an diejenigen der Tab. 3, wenn man beachtet, daß deren Angaben etwas geringeren Strahlenschiefen zugehören.

3. *Abhängigkeit von der Emissionsrichtung.* — Mit der in Richtung des die untersuchten Metalle durchsetzenden  $\alpha$ -Strahls aus diesen emittierten Elektronenzahl soll jetzt diejenige verglichen werden, welche der gleiche Strahl bei seinem Auftreffen auf den umgebenden Messingzylinder aus diesem auslöst. Zwar liegt hier auch eine Materialverschiedenheit vor; da diese aber nach den vorigen Beobachtungen zweifellos nur von geringem Einfluß ist, so kommt jetzt in erster Linie die wesentliche Verschiedenheit der Emissionsrichtung der Elektronen gegen den erregenden  $\alpha$ -Strahl in Betracht. Während im Falle der durchstrahlten Metallblättchen in der Hauptsache nur „rechtläufige“ Elektronen der Beobachtung unterliegen, treten am Zylinder neben „rechtläufigen“ in erheblichem Betrag „rückläufige“ Elektronen auf.<sup>1)</sup> Wird die Gesamtheit

---

1) Wir bedienen uns hier der gleichen Bezeichnungen, welche Hr. Lenard (Quantitatives usw., S. 220) bei Betrachtung der Kathodenstrahldiffusion zuerst benutzt hat. Denn diese scheinen uns auch für



der während einer Messung an der Zylinderhülle emittierten Elektronenladung mit  $-\delta_H$  bezeichnet, so ist der Grenzwert des Elektrometergangs bei *negativer* Spannung der Hülle ein Maß für  $(-\delta_H - \alpha)$ . Da der entsprechende Grenzwert bei *positiver* Spannung der Hülle den Wert von  $(\delta_Q - \alpha)$  bemißt, wo jetzt zur Unterscheidung die am Präparatkopf emittierte Elektronenladung mit  $-\delta_Q$  bezeichnet sei, so folgt durch Subtraktion der beiden Grenzwerte voneinander die Summe aller innerhalb des Meßraums erregten Elektronenladungen  $-(\delta_H + \delta_Q)$ . Wird schließlich der früher ermittelte Wert von  $\alpha$  berücksichtigt, so kann aus diesen Daten sowohl  $\delta_H$  als  $\delta_Q$  für sich hergeleitet werden. Da, wie früher bemerkt, die negativen Grenzwerte des Elektrometergangs sich erst bei hohen Spannungen einstellen, so sind sie in stärkerem Maße von der Güte der Messung abhängig als die positiven Grenzwerte, worauf die kleinen Schwankungen der Endergebnisse wohl teilweise zurückzuführen sein werden.

Tab. 5 gibt eine Zusammenstellung einiger Beobachtungen. In Kolonne 2 findet sich die Summe der jeweils gemessenen beiden Grenzwerte, aus der sich mit Benutzung der Angaben von Tab. 4, welche sich auf die gleichen Versuchsverhältnisse beziehen, die in den beiden folgenden Kolonnen verzeichneten Einzelwerte  $\delta_k$  und  $\delta_H$  berechnen.

Tabelle 5.

Durchstrahltes Metall		$\delta_Q + \delta_H$	$\delta_Q$	$\delta_H$
	g/qcm	Sk./Min.	Sk./Min.	Sk./Min.
Aluminium	0,00081	76,8	39,8	37,0
Aluminium	0,00324	60,4	29,8	30,6
Silber	0,000285	60,7	27,2	33,5
Silber	0,00591	69,9	33,0	36,9
Gold	0,01223	45,3	21,8	23,5

Die beiden zu vergleichenden Elektronenmengen sind nur bei Silber im Sinne vermehrter Strahlung der Hülle merklich

den gegenwärtigen Fall gerade das Wesentliche zu treffen, daß nämlich unterschieden wird zwischen Elektronen, die eine Komponente in der gleichen oder in der entgegengesetzten Richtung der erregenden Strahlung besitzen. Die in der Literatur übliche Unterscheidung zwischen sog. Eintritts- und Austritts- („Sekundär“-) Strahlen trifft damit nur in dem Spezialfall zusammen, daß die emittierende Oberfläche vom erregenden Strahl streng vertikal durchsetzt wird; sie ist also nicht allgemein treffend.



voneinander verschieden. Da dies durch eine bereits früher beachtete schwächere Wirkung des Silbers, also durch einen Substanzeinfluß, erklärbar erscheint, so deuten diese Beobachtungen offenbar eine weitgehende Unabhängigkeit der Elektronenzahl von deren Emissionsrichtung an. Die späteren Untersuchungen anderer Art werden zu dieser Frage einen weiteren Beitrag liefern (vgl. II, B, c).

Die vorstehenden, hauptsächlich der ersten Orientierung für die nachfolgende strenge Bearbeitung der Hauptfrage unserer Untersuchung dienenden Feststellungen, zeigen die Berechtigung derjenigen Angaben der bisherigen Literatur, welche die angenäherte Unabhängigkeit der emittierten Elektronenmenge sowohl von der Natur der Substanz als von der Emissionsrichtung zum Ausdruck brachten. Zu nennen sind hier insbesondere die Aussagen des Hrn. Campbell.<sup>1)</sup> Die Feststellung des Ganges der Elektronenemission mit der  $\alpha$ -Strahlgeschwindigkeit<sup>2)</sup> ist qualitativ in Einklang mit älteren, aber offenbar durch Gaseinflüsse und weniger kritische Benutzung des Magnetfelds beeinträchtigte Beobachtungen des Hrn. Bumstead<sup>3)</sup>, von denen sie auch in quantitativer Hinsicht im Sinne besserer Annäherung an die bei Gasen bekannten Verhältnisse abweicht. Die erheblichen Einflüsse der Dauer der Evakuierung, die außer Hrn. Bumstead<sup>4)</sup> beispielsweise auch Hr. Pound<sup>5)</sup> bei Metallen beobachtet hat, sind jedenfalls auf die wechselnde Güte des Vakuums bzw. auf Dampfkondensation an den bestrahlten Flächen zurückzuführen. Wenn besonders tiefgehende Variation der Oberflächenbeschaffenheit bzw. des inneren molekularen Gefüges der Metalle ähnliche Einflüsse auf die emittierte Elektronen-

1) N. R. Campbell, Phil. Mag. 22. S. 276. 1911; 23. S. 46 u. 462. 1912; Jahrb. d. Rad. u. Elektronik 9. S. 419. 1912.

2) Für die von Hrn. Hauser (Phys. Zeitschr. 12. S. 466. 1911) vertretene abweichende Auffassung, daß die Zunahme der emittierten Elektronenmenge mit wachsender Metalldicke auf einen Beitrag aus größeren Tiefen zurückzuführen sei, lassen natürlich die geringen Elektronengeschwindigkeiten keinen Raum.

3) H. A. Bumstead, Phil. Mag. 22. S. 907. 1911; H. A. Bumstead u. A. G. Mc Gougan, Phil. Mag. 24. S. 462. 1912.

4) H. A. Bumstead, a. a. O. und Phil. Mag. 26. S. 233. 1913.

5) V. E. Pound, Phil. Mag. 23. S. 813. 1912; 24. S. 401. 1912.

menge erkennen lassen<sup>1)</sup>, wie sie bei der lichtelektrischen und auch bei der Glühwirkung vielfach beobachtet worden sind, so sehen wir hierin eine der Analogien auf den verschiedenen Erscheinungsgebieten<sup>2)</sup>, deren vertiefte Kenntnis durch die gegenwärtige Untersuchung erbracht werden soll.

## II. Bestimmung der Austrittsgeschwindigkeiten der Elektronen.

Eine einwandfreie Bestimmung der Austrittsgeschwindigkeiten auf elektrischem Wege setzt in erster Linie klar überblickbare Feldverhältnisse voraus. Der einfachste Fall eines parallelen Elektronenstrahls im homogenen elektrischen Longitudinalfeld muß für unseren Zweck wegen Intensitätsmangels leider ausscheiden. Durch die erforderliche Benutzung weit geöffneten divergenter Elektronenbündel ist die Aufgabe erschwert, da die Forderung nach genügender Beachtung einer Reihe neu auftretender Nebenfragen hinzutritt. Unsere Untersuchung bedient sich des zentralen und des homogenen elektrischen Feldes, für welche der Weg zur Lösung des Problems durch eine frühere Arbeit<sup>3)</sup> in prinzipieller Hinsicht vollständig geebnet ist. Für die praktische Durchführung kommt allerdings noch wesentlich die Elimination aller die Beobachtung beeinflussenden Begleiterscheinungen in Betracht.

### A. Messungen im zentralen Feld.

Beobachtungen im zentralen Felde liegen bisher nur von Hrn. Hauser<sup>4)</sup> und Moseley<sup>5)</sup> vor, die beide keine für unseren Zweck brauchbaren Ergebnisse lieferten. Während Hr. Hauser meist nur die Selbstaufladung eines Poloniumpräparats (bei nicht konstant bleibendem Felde) ohne ausreichende Beachtung störender Faktoren<sup>6)</sup> verfolgt hat, finden sich in Moseleys Arbeit überhaupt keine der kritischen Auswertung zugängliche hierhergehörige Angaben.

1) J. C. Mc Lennan u. C. G. Found, *Phil. Mag.* **30**. S. 491. 1915; A. G. Mc Gougan, *Phys. Rev.* (2) **12**. S. 122. 1918.

2) Vgl. A. Becker, *Ann. d. Phys.* **60**. S. 31. 1919.

3) A. Becker, *Ann. d. Phys.* **58**. S. 393. 1919.

4) F. Hauser, *Phys. Zeitschr.* **12**. S. 466. 1911; **13**. S. 936. 1912.

5) H. G. J. Moseley, *Proc. Roy. Soc. A.* **87**. S. 230. 1912.

6) Insbesondere fremder, von der Kugelwand kommender Elektronen, von Kontaktpotentialen und remanenter Magnetfelder.

a) Meßverfahren.

Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 2 in zwei verschiedenen zur Verwendung kommenden Formen.

Anordnung a: Die Strahlenquelle  $Q$  befindet sich im Mittelpunkt einer durch den Metallschliff  $S$  evakuierbaren Messingkugel mit 10 cm innerem Durchmesser. Beobachtet wird die

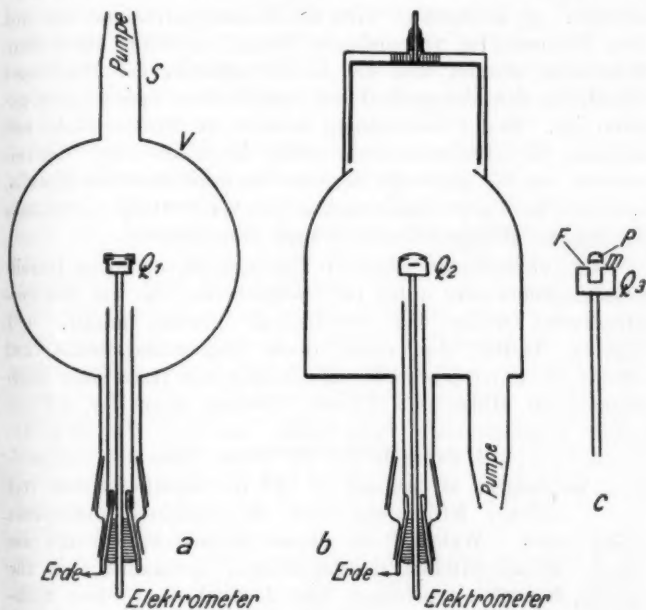


Fig. 2.

Aufladung des mit  $Q$  verbundenen Elektrometers, während die Kugel verschiedene Spannungen erhält. Zur Untersuchung kommt in diesem Falle die gesamte Elektronenemission des jeweils benutzten Metalls.

Anordnung b: Ein Zylinder von 9 cm Durchmesser trägt eine Messinghalbkugel, deren Haube durch einen zweiten, aufgelöteten und 6,5 cm weiten Zylinder ersetzt ist, in welchen eine durch Quarz isolierte Käfiganordnung eingebaut ist. Die Messung erfolgt hiermit in zwei verschiedenen Schaltungen:

$\alpha$ ) Beobachtet wird die Aufladung des mit  $Q$  verbundenen Elektrometers, während die gesamte äußere Hülle mit dem Käfig auf verschiedene Spannungen gebracht wird. Die Meßweise ist also hiernach mit der unter a) angegebenen identisch; der Unterschied der beiden Versuche besteht darin, daß die Anordnung b) die Mitwirkung eines erheblichen Teils der an der Kugelwand erzeugten Elektronen (Wandelektronen) ausschaltet.  $\beta$ ) Beobachtet wird die Ladungsaufnahme des mit dem Elektrometer verbundenen Käfigs, während die äußere Metallhülle geerdet und die im Mittelpunkt der Halbkugel befindliche Strahlenquelle  $Q$  auf verschiedene Spannungen geladen ist. Zur Untersuchung kommt in diesem Falle nur diejenige Elektronenemission, welche innerhalb eines Winkelbereichs von  $37^\circ$  gegen die Normale des durchstrahlten Metalls, d. h. innerhalb eines Raumwinkels von  $0,4\pi$  erfolgt (Durchlaßöffnung der Käfiganordnung 5,4 cm Durchmesser).

Als Präparatträger dient ein Messingkopf von 9 mm Durchmesser ähnlich dem unter Ia beschriebenen, der für die verschiedenen Zwecke vier verschiedene Formen erhält.  $Q1$  (Fig. 2a) besitzt eine ebene obere Begrenzungsfläche, auf welcher die untersuchten Metallblättchen mit Hilfe einer übergeschobenen Hülse mit 7,5 mm Öffnung über der 4,3 mm weiten  $\alpha$ -Strahlblende festgehalten werden.  $Q2$  (Fig. 2b) unterscheidet sich dadurch, daß die obere Kante des Präparatkopfs halbkugelig abgerundet ist und die Metallblättchen mit

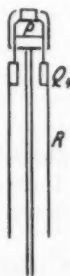


Fig. 3.

$M$ , wo sie nahe vollständig absorbiert werden, nachdem sie sowohl aus der Fensterfolie als aus der äußeren, aus gleichem Metall gebildeten Fläche Elektronen ausgelöst haben, die gemessen werden. Mit  $Q4$  (Fig. 3)

schließlich soll speziell die Mitwirkung der Wandelektronen untersucht werden in den Fällen, in denen ihr Auftreten nicht überhaupt verhindert ist. Der Präparatkopf ist in zwei sich umschließende und voneinander isolierte Teile zerlegt. Der innere trägt das Präparat  $P$  und die es bedeckende Metallfolie und ist durch die Schutzröhre  $R$ , auf welcher es befestigt ist, dauernd geerdet. Der äußere Teil besteht aus einer isolierten und mit dem Elektrometer verbundenen Halbkugel mit einer oberen Öffnung von 6 mm Durchmesser, welche die strahlende Folie derart umgibt, daß sie weder von  $\alpha$ -Strahlen noch von den aus der Folie austretenden Elektronen getroffen wird. Eine etwaige Aufladung des äußeren Teils kann also nur durch Ladungen erfolgen, welche (im äußersten Vakuum) von der Wand des Kugelkondensators kommen.

Die Berücksichtigung von *Kontaktpotentialdifferenzen* (K. P. D.) zwischen Strahlenquelle und äußerer Hülle ist unvermeidlich. Da die Herstellung aller Teile des Meßraums aus gleichem Stoff zum mindesten nicht leicht ist und überdies nicht mit Sicherheit den vollen Ausschluß von K. P. D. verbürgt (vgl. IIB), so ist die messende Verfolgung der letzteren unumgänglich, zumal sich zeigt, daß es sich im vorliegenden Falle um so geringe Elektronengeschwindigkeiten handelt, daß selbst kleine Feldunsicherheiten merkliche Fehler verursachen können. Die beim Kugelkondensator benutzte Meßmethode beruht auf der allerdings nur in erster Annäherung berechtigten Voraussetzung, daß die im Vakuum vorhandenen K. P. D. durch geringe Gasmengen — gemessen wird bei Drucken unter 1 mm — nicht wesentlich verändert werden.<sup>1)</sup> Sie können dann in einfacher Weise dadurch bestimmt werden, daß man den unter dem Einfluß der auftretenden Gasleitfähigkeit bei geerdeter Hülle bzw. Strahlenquelle sich einstellenden Elektrometersausschlag durch Anlegen einer exakt gemessenen Gegenspannung kompensiert. Die Sicherheit dieser Versuche wird dadurch gesteigert, daß sie sowohl vor als nach jedem Vakuumversuch ausgeführt werden. Man beobachtet dabei eine meist völlige Übereinstimmung unabhängig von der Höhe der jeweils vorhandenen kleinen Gasdrucke, wenn

1) Über eine andere in aller Strenge durchgeführte Messung der Kontaktpotentialdifferenzen vgl. unter IIB.

nur auf vollkommene Trockenheit geachtet wird. Die im folgenden mitzuteilenden Angaben sind Mittelwerte jeweils zweier solcher Einzelmessungen.

Alle *magnetischen Kräfte*, auch diejenigen des Erdfeldes, welche die Bahn der emittierten Elektronen beeinflussen können, werden durch Kompensation mit Hilfe eines in einiger Entfernung vom Meßraum aufgestellten großen Drahtkreises eliminiert. Die hierfür geeignete Anordnung des Kreises wird mit Hilfe eines scharf ausgeblendeten langsamen Glühkathodenstrahls festgestellt, der in der Kugelanordnung *b* nach Ersetzen des Präparatkopfs durch einen Glühkopf erzeugt wird.

Zur Bestimmung des *Anteils der  $\alpha$ -Strahlenladung* am beobachtbaren Elektrometergang dient der schon früher benutzte Elektromagnet mit jetzt vertikal gestellten Polschuhen, welche die Kugelanordnung umfassen.<sup>1)</sup> Da die Stärke des Magnetfelds infolge des großen Polabstands jetzt erheblich geringer ist und da außerdem der Emissionsraum größere Dimensionen besitzt, so verlangt die Anwendung des Magnetfelds hier eine gegen früher noch verschärfte Kritik. Daneben ist die Möglichkeit einer Kontrolle der Messungen durch die früheren Versuche von besonderem Wert.

Die Beobachtung zeigt, daß der bei Anwesenheit des Magnetfelds (mit 18 Wb. Spulenstrom) auftretende Elektrometergang in bestimmten Grenzen noch von der Höhe gleichzeitig angelegter elektrischer Potentialdifferenzen abhängt. Ein Beispiel hierfür findet sich in Tab. 6.

Tabelle 6.

$\alpha$ -Strahlung durch Aluminium 0,00162 g/qcm.

Elektrometergang mit Magnetfeld und Aufladung der Kugel (Anordn. a) auf

0	- 2	+ 2	- 10	+ 10	- 30 Volt
- 1,2	- 2,4	+ 1,3	- 3,6	+ 2,5	- 3,7 Sk./Min
1,7	2,1	0,5	3,6	1,9	3,5
1,4	2,6	0,9	3,8	2,7	3,6

Ein fester, für die austretende  $\alpha$ -Strahlung maßgebender Grenzwert wird erst bei nicht zu kleinen negativen Aufladungen

1) Der Elektromagnet ist natürlich (wie schon unter I bemerkt) bei den rein elektrischen Messungen der Austrittsgeschwindigkeiten aus dem Beobachtungsraum entfernt.

der Kugel erhalten. Diese halten schon an sich nahezu alle vom Präparatkopf emittierten Elektronen zurück (vgl. b), während die von der Kugelwand ausgehenden und durch das elektrische Feld beschleunigten Elektronen durch das Magnetfeld verhindert werden, zum Präparatkopf zu kommen. Daß diese Ausschaltung der äußeren Elektronen durch das relativ schwache Magnetfeld selbst bei Beschleunigungen durch  $-30$  Volt noch eine vollständige ist, deutet an, daß offenbar auch ohne Magnetfeld die Zahl der zum Kugelmittelpunkt kommenden Wandelektronen bei nicht zu hohen beschleunigenden Spannungsdifferenzen infolge des an der Kugelwand immerhin schwachen Feldes nicht groß ist und daß andererseits der Einfluß des Magnetfelds auf die von außen kommenden Elektronen eben wegen der starken Divergenz der elektrischen Kraftlinien nach außen erheblich größer ist als auf die am Präparatkopf emittierten. Zur Ermittlung der Ladung der an der Elektronenemission beteiligten  $\alpha$ -Strahlen bedarf es hiernach der Messung des besprochenen Grenzwerts, der sich bei Variation der neben dem Magnetfeld verwandten elektrischen Felder einstellt.<sup>1)</sup> Zur Prüfung der Ergebnisse dieses Verfahrens liegen noch zwei andere Wege der  $\alpha$ -Strahlenbestimmung vor: Der eine — nicht weniger genaue — besteht darin, daß man aus der gesamten Ladungsabgabe der Strahlenquelle bei Feldfreiheit mit Hilfe des früher (I) bestimmten Verhältnisses  $\delta/\alpha$  den  $\alpha$ -Strahlenanteil berechnet. Der zweite Weg läßt diesen Anteil ohne jede Zuhilfenahme eines magnetischen Feldes aus der Abhängigkeit der Ladungsaufnahme der Strahlenquelle von hohen beschleunigenden und verzögernden elektrischen Feldern herleiten. Er führt indes beim Kugelkondensator aus später (IIA) leicht ersichtlichen Gründen zu weniger gesicherten Ergebnissen. Dagegen wird er beim Plattenkondensator (IIB) mit Erfolg zu beschreiten sein.

#### b) Meßergebnisse.

Die Tab. 7 faßt das gesamte Versuchsmaterial — mit einiger Kürzung im Umfang des angewandten Spannungs-

1) Streng genommen handelt es sich dabei um einen Sattelwert, da das Magnetfeld bei erheblicher Steigerung der die Wandelektronen, beschleunigenden elektrischen Felder in wachsendem Maße unwirksamer wird.

Tabelle 7.

An Gegenelektrode angelegte Spannung		Kugelanordnung $\alpha$									Käfiganordnung $b \beta$	
		Präparatträger										
Metall	g/qcm	I. Q 1	II. Q 2	III. Q 2	IV. Q 2	V. Q 4	VI. Q 2	VII. Q 2	VI. Q 2	VII. Q 2		
		Al $1,04 \cdot 10^{-3}$	Ag $5,91 \cdot 10^{-3}$	Au $1,22 \cdot 10^{-2}$	Au $1,22 \cdot 10^{-2}$	Al $1,04 \cdot 10^{-3}$	Al $1,04 \cdot 10^{-3}$	Ag $5,91 \cdot 10^{-3}$				
Präparattiefe	mm	0,75	1,5	1,02	1,02	1,5	1,02	1,5	1,02	1,5		
K. P. D.	Volt	-0,42	-0,55	-0,18	-0,18	-0,39	-0,37	-0,49	-0,37	-0,49		
$\alpha$ -Anteil	Sk./Min.	9,0	4,5	3,3	3,1	—	1,1	0,8	1,1	0,8		
Volt		beob. Sk./Min.										
beschleunigend	100	+55,2	+28,0	+29,1	+28,5	—	+10,5	—	+7,4	—		
	10	53,9	27,8	28,0	27,6	—	—	—	—	—		
	2	52,3	—	27,9	27,5	—	—	—	—	—		
	1	50,9	26,6	27,5	27,5	-0,3	—	10,8	—	7,3		
	0,5	50,7	26,5	27,6	27,6	—	—	10,6	—	7,1		
	0	46,8	25,6	27,0	26,8	-0,2	—	10,4	—	6,8		
	0,2	43,1	—	26,0	—	—	—	10,1	—	6,4		
	0,5	40,0	23,6	24,5	24,5	—	—	9,3	—	5,9		
	1	35,2	20,8	21,7	22,3	-0,9	—	8,5	—	4,8		
	2	26,7	16,5	17,6	16,9	-1,5	—	7,1	—	3,7		
verzögernd	3	—	12,7	14,0	14,0	-2,0	—	4,7	—	2,9		
	4	14,5	9,5	10,7	10,9	-2,2	—	3,9	—	1,7		
	6	6,3	4,9	6,1	6,5	—	—	2,9	—	0,7		
	8	—	1,6	2,6	3,4	—	—	1,5	—	0,0		
	10	-3,9	-1,0	-0,3	0,1	-2,9	—	0,6	—	-0,2		
	12	-7,5	-3,1	-2,1	-1,6	—	—	-0,2	—	-0,8		
	14	—	-5,0	—	-4,0	—	—	-0,7	—	—		
	20	—	-8,6	—	—	—	—	—	—	—		
	100	—	-50,0	-19,8	-19,2	-3,9	—	—	—	—		
	—	—	—	—	—	-12,6	—	—	—	—		

Tabelle 7. Fortsetzung.

Halbkugelanordnung  $b \alpha$



Tabelle 7. Fortsetzung.

An Gegenelektrode angelegte Spannung		Halbkugelanordnung $b \propto$									
		Präparatträger									
Metall	g/qcm	VIII. Q 1	IX. Q 1	X. Q 1	XI. Q 2	XII. Q 3	XIII. Q 3	XIV. Q 3	XV. Q 4		
		Ag	Au	Au	Ag	Al	Au	Au	Al		
		$5,91 \cdot 10^{-3}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$2,85 \cdot 10^{-4}$	$1,04 \cdot 10^{-3}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$1,04 \cdot 10^{-3}$		
Präparattiefe	mm	1,5	1,5	4,5	1,5	—	—	—	1,5		
K. P. D.	Volt	-0,51	-0,34	-0,30	-0,28	-0,47	-0,44	-0,44	-0,41		
$\alpha$ -Anteil	Sk./Min.	4,3	3,1	1,0	5,4	—	—	—	—		
Volt		beob. Sk./Min.									
beschleunigend	+100	+27,9	+25,0	+8,2	+23,4	+39,2	+38,5	+40,0	—		
	10	26,5	25,2	8,0	23,1	35,5	38,3	39,9	—		
	2	26,2	—	—	23,1	35,2	37,8	38,6	—		
	1	—	—	—	23,1	35,0	37,6	38,4	—		
	0,5	26,1	25,1	8,1	23,1	34,1	37,6	38,3	0,0		
	0	25,0	24,4	8,1	22,8	31,2	34,3	35,5	-0,1		
	-0,2	—	—	8,0	—	30,1	—	33,8	—		
	0,5	22,9	22,8	7,5	20,4	28,8	30,3	31,7	—		
	1	20,6	20,9	7,0	18,4	25,0	27,0	27,9	-1,0		
	2	16,7	17,2	5,3	14,2	20,0	21,3	22,9	-1,4		
verzögernd	3	13,5	13,9	4,1	11,1	16,4	17,4	18,3	-1,0		
	4	10,2	10,1	3,8	8,0	12,3	13,4	14,6	-2,2		
	6	6,5	7,0	2,0	3,7	8,0	8,4	9,4	—		
	8	2,7	2,8	1,1	0,5	5,8	5,9	6,6	—		
	10	—	1,7	0,3	-2,0	—	3,4	3,9	-2,8		
	12	-0,6	-2,0	-0,6	-5,4	1,7	2,2	2,5	—		
	14	-2,1	-4,6	-2,0	—	0,6	1,4	1,7	—		
	20	—	—	-4,3	—	-0,5	0,0	-0,1	-3,5		
	100	-13,8	—	-10,0	—	-4,1	-4,2	—	-8,0		

bereichs und bei den mit  $Q4$  und der Käfiganordnung  $b\beta$  erhaltenen Resultaten — zusammen, wie es durch unmittelbare Beobachtung gewonnen wird. Wenn es auch in dieser Form nicht ohne weiteres auf die in Frage stehenden Elektronengeschwindigkeiten schließen läßt, so gestattet es doch sofort einige wichtige Folgerungen anderer Art, die zunächst vorweggenommen seien.

1. Zur Beurteilung der Sicherheit der Messungen können vorzugsweise die Fälle III und IV und auch XIII und XIV herangezogen werden. Da sich dieselben lediglich dadurch unterscheiden, daß III bzw. XIII einer Evakuationsdauer von einigen Stunden entsprechen, während sich das gleiche Metall bei IV bzw. XIV vor der Messung mehrere Tage im höchsten Vakuum befindet, so geht aus der guten Übereinstimmung gleichzeitig die Unabhängigkeit von der Dauer einer normalen Entgasung hervor.

2. Der Vergleich der  $\alpha$ -Anteile mit den Resultaten der früheren Bestimmungen (I) zeigt bei Berücksichtigung der jeweiligen Versuchsverhältnisse eine befriedigende Übereinstimmung.

3. Das Verhalten im beschleunigenden Felde ist von besonderer Wichtigkeit, da es entscheiden läßt, ob der Elektronenaustritt aus einem von  $\alpha$ -Strahlen durchsetzten Metall durch äußere beschleunigende Kräfte beeinflusst wird oder nicht. Gleichzeitig ergibt sich hierbei ein erster Anhalt über die etwaige Beteiligung von Wandelektronen bei der Messung.

Eine Zunahme der Aufladung beim Übergang von 0 auf 0,5 Volt angelegter Spannung ist in allen Fällen ( $Q4$  naturgemäß ausgenommen) unverkennbar. Sie wird ohne weiteres verständlich, wenn man der vorhandenen Kontaktpotentialdifferenz zwischen Präparatkopf und Kugelrand Rechnung trägt, die, wie die Tabelle zeigt, durchweg verzögernd ist (—-Zeichen) und es also bewirkt, daß erst bei der entsprechenden zwischen 0 und 0,55 Volt liegenden positiven Spannung der Gegenelektrode tatsächlich Feldfreiheit im Strahlraum erreicht ist und ein beschleunigendes Feld also erst bei darüberliegenden Spannungen auftritt. Zwischen 0,5 und 10 Volt bleibt die Aufladung in fast allen Fällen praktisch konstant, während bei höheren Spannungen im allgemeinen die Tendenz zu gering-

függem Anstieg vorhanden ist. Die Erfahrung über den Einfluß der Güte des Vakuums läßt annehmen, daß hierfür vielleicht noch ganz geringfügige Gasspuren verantwortlich zu machen sind, die in dem verhältnismäßig großen Meßraum zu noch merkbarer Trägerbildung Anlaß geben können. Während letztere bei kleinen Feldern nahe ausschließlich auf die  $\alpha$ -Strahlen selbst zurückzuführen ist, tritt in stärkeren Feldern offenbar Trägerbildung durch die beschleunigten Elektronen hinzu, so daß in diesem Bereich die Beobachtungen ein besonders empfindliches Kriterium für die Güte des Vakuums abgeben. Einen etwas stärkeren Anstieg zeigt nur der Fall I, der dadurch ausgezeichnet ist, daß das Präparat dem Metallblättchen so weit genähert ist, daß ein besonders weit geöffnetes  $\alpha$ -Strahlbündel austritt, so daß größere Teile der Kugelwand von  $\alpha$ -Strahlen getroffen und zu Emissionszentren von Elektronen gemacht werden. Man wird den beobachteten Anstieg danach der wachsenden Abhaltung von Wandelektronen zuschreiben dürfen, welche im feldfreien Raume und selbst in schwachen Gegenfeldern zum Präparatkopf gelangen und dessen negative Ladungsabgabe vermindern können. Es ist auffällig und für die Untersuchung von großem Vorteil, daß es lediglich einer geringen Tieferlegung des Präparats bedarf, um diese Störung der Messung durch Wandelektronen im betrachteten Feldbereich, die bei der früheren Anordnung (I) so sehr ausgeprägt ist, unmerklich werden zu lassen oder auf einen Betrag zurückzuführen, welcher vielleicht in dem sehr geringfügigen Gange einiger Fälle in Erscheinung tritt. Während die Messungen mit Q 1 und Q 2 systematische Abweichungen untereinander nicht deutlich erkennen lassen, ist bei Q 3 eine besondere Ursache für den geringen Anstieg der Werte mit wachsender beschleunigender Spannung hinzuzunehmen. Da bei diesem Präparatkopf infolge seines Baues nicht alle emittierten Elektronen ungehindert austreten, sondern von anderen Teilen des Trägers aufgehalten werden können, so bedarf es zu deren vollständiger Wegführung gewisser äußerer Beschleunigungen. Auf Q 4 ist im Nachfolgenden noch besonders einzugehen.

Wir schließen aus diesen Betrachtungen, daß der Elektronenaustritt aus einem Metall mit normaler glatter Oberfläche unter der Einwirkung von  $\alpha$ -Strahlen von beschleunigenden äußeren

Kräften<sup>1)</sup> nicht in merklicher Weise beeinflusst wird und daß also im feldfreien Raume alle überhaupt abtrennbaren Elektronen die Oberfläche tatsächlich (mindestens bis auf 1 v. H.) verlassen. Molekulare oder auch mikroskopische Unebenheiten der Oberfläche machen sich also nicht deutlich bemerkbar.<sup>2)</sup> Bei größeren Rauigkeiten (wie etwa auch bei Ruß) ist natürlich ein davon abweichendes Verhalten möglich. Gegen die Methode, welche aus der Abhängigkeit der austretenden Elektronenzahl von äußeren Kräften auf die Austrittsgeschwindigkeit schließt, ist also ein prinzipieller Einwand nicht zu erheben.

4. Korrekturen der Beobachtungen im verzögernden Felde. — Der Ermittlung der Elektronenaustrittsgeschwindigkeiten ist das Verhalten im verzögernden Felde zugrunde zu legen. Die unmittelbare Beobachtung erfordert aber zu diesem Zwecke eine Reihe von Korrekturen, die zunächst zu betrachten sind:

a) Ladungsanteil der  $\alpha$ -Strahlen. — Bei den Formen Q 1 und Q 2 der Strahlenquelle liegt ein Austritt sowohl der zu untersuchenden Elektronen als der erzeugenden  $\alpha$ -Strahlen vor. Da infolgedessen die Aufladung des Präparatkopfs um die von den  $\alpha$ -Strahlen getragene Ladung verringert erscheint, sind die unmittelbar beobachteten Werte der Tab. 7 um deren Betrag, der jeweils am Kopfe der einzelnen Kolonnen verzeichnet ist, zu erhöhen. Man erkennt, daß diese Korrektur im Bereich der höheren verzögernden Spannungen von einschneidender Wirkung ist und daß daher die Genauigkeit der Ergebnisse in diesem Bereich sehr wesentlich an diejenige der Korrektur gebunden ist. Ihr Einfluß besteht in einem nicht unbeträchtlichen Hinausschieben des Elektronenanteils nach höheren verzögernden Spannungen. Bei der Form Q 3 der Strahlenquelle fällt diese Korrektur weg. Denn die vom Präparat ausgehenden  $\alpha$ -Teilchen werden hier von seinem Träger so vollständig festgehalten, daß eine Wegführung von positiver Ladung bei Anwendung des Magnetfelds nicht nachweisbar ist. Die Elektronenabgabe seitens der Strahlenquelle wird hier auch bis zu höheren Spannungen unmittelbar verfolgbar. Daß aber auch jetzt schließlich eine Vorzeichenumkehr stattfindet, deutet — in hier besonders empfindlicher

1) Falls sie nicht so hohe Werte erreichen, daß sie gegenüber der Bildkraft an der Oberfläche Bedeutung erlangen.

2) Vielleicht wegen Mitbeteiligung von Elektronenreflexion.

Weise — an, daß offenbar ein kleiner, für den Ladungstransport unerheblicher Bruchteil der  $\alpha$ -Strahlen entweder infolge nicht ganz vollständiger Abschirmung oder infolge geringer Rückdiffusion doch austritt.

$\beta$ ) *Mitwirkung von Wandstrahlen.* — Während die Kugelarrangements im fehlenden und beschleunigenden Felde jeden fühlbaren Einfluß von Wandstrahlen auf die Beobachtungen, wie wir gezeigt haben, ausschließen, ist die Begünstigung eines solchen Einflusses durch verzögernde Kräfte<sup>1)</sup> unvermeidlich.<sup>2)</sup> Er muß also für diesen Fall besonders untersucht werden. Von einer Rückdiffusion der  $\alpha$ -Strahlen selbst von der Wand zum Präparatträger kann ihres äußerst geringen Gesamtbetrags wegen jedenfalls abgesehen werden. Es kommt daher nur das Auftreffen von Elektronen auf den Präparatträger in Betracht, die entweder von der Wand emittiert oder rückdiffundiert werden. Daß höhere Felder einen erheblichen Teil der Wandelektronen zum Präparatkopf führen, zeigen die auftretenden hohen negativen Werte. Ihr Betrag kann durch die Käfiganordnung ( $b\alpha$ ) deutlich verringert werden; aber nur bei der Meßweise ( $b\beta$ ) ist ihr Einfluß auf das Meßergebnis prinzipiell beseitigt.

Zur Beurteilung des Einflusses in allen sonstigen Fällen, namentlich in dem Spannungsbereich, welcher für die Mengenverteilung der Elektronen in Betracht kommt, sind die mit der Form  $Q4$  des Präparatkopfs durchgeführten Beobachtungen heranzuziehen. Gemessen werden hier diejenigen Elektronen, welche in der unmittelbaren Umgebung der emittierenden Folie auftreffen. Koinzidieren die Kraftlinien des elektrischen Feldes insbesondere am Orte der Strahlenquelle streng mit der Emissionsrichtung, so können nur Wandelektronen die Meßsonde treffen, und der beobachtbare Gang des Elektrometers mit der wirksamen Spannungsdifferenz gibt ohne weiteres ein Maß für die Beteiligung dieser Elektronen. Ist dagegen diese Koinzidenz der Richtungen nicht streng erfüllt, so finden Bahnkrümmungen statt, und es können infolgedessen

1) Die Angaben der Kraftrichtung beziehen sich jeweils auf die der Untersuchung unterworfenen, von der Strahlenquelle emittierten Elektronen.

2) Die Anbringung von Netzen und Hilfsfeldern kann nicht als einwandfrei bezeichnet werden.

auch von der emittierenden Folie direkt kommende Elektronen zur Meßsonde gelangen. Wie weit mit dieser Möglichkeit zu rechnen ist, läßt der Vergleich der beiden Versuche V und XV miteinander entscheiden. Man erkennt, daß die Werte bei Spannungen bis nahe 20 Volt in beiden Fällen fast ganz zusammenfallen, obwohl im Fall XV ein Teil der Wandstrahlen durch die Käfiganordnung ausgeschaltet ist, wie dies auch die Werte bei 100 Volt in richtigem Sinne anzeigen. Man bemerkt außerdem, daß die Ladungsaufnahme der Meßsonde bei den kleinsten Spannungen relativ stärker ist als bei den größeren, während man, falls es sich tatsächlich um Wandelektronen handelt, das Umgekehrte erwarten sollte. Schließlich bleibt zu beachten, daß die Normalkomponenten der Wandelektronen durch 1 Volt Spannungsdifferenz zwischen Präparatkopf und Kugelwand bei den benutzten Anordnungen innerhalb 1 cm Wandabstand nur einen Zuwachs von etwa 0,03 Volt erfahren, was die Wegführung eines großen Teils derselben kaum begünstigt. Diese Erwägungen führen zu dem Schluß, daß offenbar nur ein Bruchteil des durch die  $Q\ 4$ -Messungen angezeigten Ganges bei Spannungen bis etwa 10 Volt auf Wandelektronen zurückzuführen ist, und daß die aus solcher Ursache folgende Korrektur der Beobachtungswerte, die ein weiteres Hinausschieben des Elektronenanteils nach größeren Spannungen im Gefolge hat, nur sehr geringfügig ist.

$\gamma$ ) *Gestörter Feldverlauf.* — Daß eine geringe Abweichung zwischen Kraftlinien- und Emissionsrichtung an der Zentralelektrode möglich ist, ergibt sich schon aus der Größe und Form derselben. Um diese Feldstörung möglichst zu verringern, ist weitgehend von der Form  $Q\ 2$  Gebrauch gemacht; daß dieselbe aber auch dabei nicht vollständig beseitigt ist, zeigen die vorstehend betrachteten Beobachtungen mit der ähnlichen Form  $Q\ 4$ . Der Einfluß auf die Messungen besteht darin, daß alle nicht in der Kraftlinienrichtung die Strahlenquelle verlassenden Elektronen durch geringere Gegenspannungen zurückgehalten werden als ihrer Austrittsgeschwindigkeit entspricht<sup>1)</sup>, daß also der Elektrometergang anfänglich zu rasch absinkt, während er bei höheren Gegen-

1) Es wird dies in erster Linie wohl bei den nahe streifend austretenden Elektronen der Fall sein.

kräften immer mehr normalen Verhältnissen zugehört<sup>1)</sup>, wie es der Erfahrung mit  $Q\ 4$  entspricht. Einen erheblichen Umfang nimmt die Störung naturgemäß bei  $Q\ 3$  an, wo sich ein besonders starkes Abfallen des Elektrometergangs im Bereich der kleinen Gegenspannungen kenntlich macht. Da eine Korrektur in diesem Falle nicht möglich ist, können diese Messungen nur über die größeren Elektronengeschwindigkeiten brauchbare Aussagen machen.<sup>2)</sup> Bei allen mit  $Q\ 1$  und  $Q\ 2$  ausgeführten Messungen ist dagegen eine vollständige Korrektur auf der Grundlage der durch  $Q\ 4$  gegebenen Kenntnis möglich, die dann gleichzeitig die oben besprochene Beteiligung von Wandelektronen berücksichtigt. Sie hat in der Weise zu erfolgen, daß den beobachteten Werten bei den entsprechenden Spannungen nicht etwa die (auf die ganze Oberfläche des Präparatkopfs berechneten) Absolutwerte der mit  $Q\ 4$  erhaltenen Daten, sondern deren Differenzen zugezählt werden. Es ist von Vorteil, daß es sich immer nur um kleine Änderungen handelt.

$\delta$ ) *Spannungskorrektur.* — Um die für die Messung maßgebenden Spannungsdifferenzen im Versuchsraum zu erhalten, sind die Werte der jeweils *angelegten* Spannung um die Kontaktpotentialdifferenz und außerdem um den zwar stets niedrig gehaltenen Durchschnittswert der Spannung, auf welche sich das Elektrometer einstellt, zu verändern. Infolge des sehr starken Abfalls der beobachteten Werte mit wachsender Spannung ist diese Korrektur auf das Endergebnis von besonders hohem Einfluß.

5. *Austrittsgeschwindigkeit.* — Die Angaben der Tab. 7 seien nach den vorstehenden Gesichtspunkten, wo es erforderlich ist, korrigiert, dann zur Ermöglichung einer zusammenfassenden

1) Da schließlich immer mehr nur die in der Kraftlinienrichtung emittierten schnellen Elektronen unter den austretenden noch vertreten sein werden.

2) Eine Abschirmung der  $\alpha$ -Strahlen nach Art der mit  $Q\ 3$  erreichten zur möglichsten Ausschaltung von Wandelektronen bei der Messung ist früher schon von Hrn. Campbell (Phil. Mag. 24. S. 527. 1912) und Hrn. Bumstead (Phil. Mag. 26. S. 233. 1913) versucht worden, ohne daß sich diese Autoren aber offenbar darüber klar waren, daß dadurch ein Schluß auf die Geschwindigkeitsverteilung der gemessenen Elektronen in weitem Umfang aus den besprochenen Gründen unmöglich gemacht wird.



Betrachtung derart umgerechnet, daß die bei Feldfreiheit gemessene Elektronenmenge die Einheit wird, und schließlich durch Interpolation auf für alle Einzelfälle gleiche, runde Spannungswerte gebracht. Der Fall I bleibe seiner zu vor erwähnten Eigenart wegen außer Betracht, V und XV scheiden aus, und III—IV bzw. XIII—XIV seien zusammengefaßt. Das Ergebnis zeigt Tab. 8.

Die einzelnen zu  $Q\ 1$  und  $Q\ 2$  gehörigen Versuchsreihen zeigen zwar einige Verschiedenheiten; jedoch sind systematische Abweichungen, welche auf die Meßmethode, die Art und Dicke des Metalls, die Schiefe des  $\alpha$ -Strahlenbündels oder die Emissionsrichtung zurückgeführt werden könnten, nicht vorhanden. Wir schließen daraus auf Unabhängigkeit der Elektronenaustrittsgeschwindigkeit von diesen Faktoren mindestens innerhalb des vorliegenden Variationsbereichs.<sup>1)</sup> In prinzipieller Hinsicht kommt den mit der Anordnung  $b\ \beta$  gefundenen Resultaten eine bevorzugte Genauigkeit zu. Sie wird aber in praktischer Hinsicht dadurch herabgesetzt, daß die der Beobachtung zugängliche, stark verringerte Elektronenmenge eine entsprechende Verringerung der relativen Meßsicherheit im Gefolge hat. Man wird daher allen Messungen in erster Näherung gleiches Gewicht beilegen können.

Zur Veranschaulichung des allgemeinen Ganges der emittierten Elektronenmenge (in dem gewählten Relativmaß mit  $\bar{z}$  bezeichnet) mit der Spannung diene das Kurvenbild 4. Die Vereinigung aller auf Aluminium, Silber und Gold sich beziehenden acht Versuchsreihen liefert die durch Kreuze ( $\times$ ) angezeigten Mittelwerte, während der Variationsbereich der einbezogenen Einzelwerte durch beigefügte Vertikalstriche angegeben ist. Einen merklich verschiedenen Gang zeigen die mit  $Q\ 3$  ausgeführten Messungen, deren Ergebnisse durch die Punktreihe ( $\bullet$ ) der Fig. 4 dargestellt sind. Der raschere Abfall entspricht ganz den im vorstehenden durchgeführten Überlegungen und ist danach nicht im Sinne einer entsprechenden Geschwindigkeitsverteilung zu deuten. Daß aber bei zunehmender Spannung sich ein Anschluß an die eigentliche, durch die Kreuze gegebene Verteilungskurve kenntlich macht,

1) Besonders wichtig ist die Feststellung der Unabhängigkeit von der Emissionsrichtung der Elektronen.



Tabelle 8.

Präparatträger	a		b $\beta$		b $\alpha$					
	II.	III/IV.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.	XIII/XIV
	Q 2	Q 2	Q 2	Q 2	Q 1	Q 1	Q 1	Q 2	Q 3	Q 3
Meta <sup>1)</sup>	Ag	Au	Al	Ag	Ag	Au	Au	Ag	Al	Au
g/qcm	5,91 · 10 <sup>-3</sup>	1,22 · 10 <sup>-2</sup>	0,81 · 10 <sup>-3</sup>	5,91 · 10 <sup>-3</sup>	5,91 · 10 <sup>-3</sup>	1,22 · 10 <sup>-3</sup>	1,22 · 10 <sup>-3</sup>	2,85 · 10 <sup>-4</sup>	1,04 · 10 <sup>-3</sup>	1,22 · 10 <sup>-2</sup>
Volt	Emittierte Elektronenmenge $\bar{x}$									
0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,2	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,97	0,97
0,5	0,97	0,95	0,97	0,97	0,97	0,96	0,98	—	0,92	0,91
1	0,91	0,88	0,88	0,89	0,91	0,90	0,90	0,89	0,85	0,81
2	0,76	0,72	0,75	0,76	0,77	0,79	0,75	0,75	0,66	0,65
3	0,63	0,59	0,58	0,62	0,65	0,66	0,60	0,63	0,53	0,52
4	0,51	0,48	0,47	0,50	0,54	0,53	0,54	0,52	0,42	0,42
6	0,34	0,33	0,36	0,34	0,37	0,39	0,36	0,35	0,26	0,27
8	0,23	0,21	0,24	0,22	0,25	0,24	0,24	0,23	0,18	0,18
10	0,12	0,12	0,16	0,12	0,15	0,13	0,15	0,13	—	0,11
12	0,063	0,058	0,088	0,024	0,09	0,055	0,087	0,058	0,060	0,070
14	0,013	0,014	0,039	—	—	0,011	—	0,016	0,026	0,046
20	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

wie wir ihn oben bereits gefordert haben, ist als eine gute Stütze für den richtigen Verlauf dieser Kurve, wenigstens in ihrem letzten Teile, anzusehen.

- Zentralfeldkurve der glühelektrischen Wirkung
- \*  $\bar{x}$ -Bereich und Mittelwerte für die durch  $\alpha$ -Strahlen erregten Elektronen aus Al, Ag und Au
- Q3-Messungen
- Transformation der Homogenfeldkurve (Fig. 8)
- ⊙ Maxwellische Verteilung der Linear-  
geschwindigkeiten

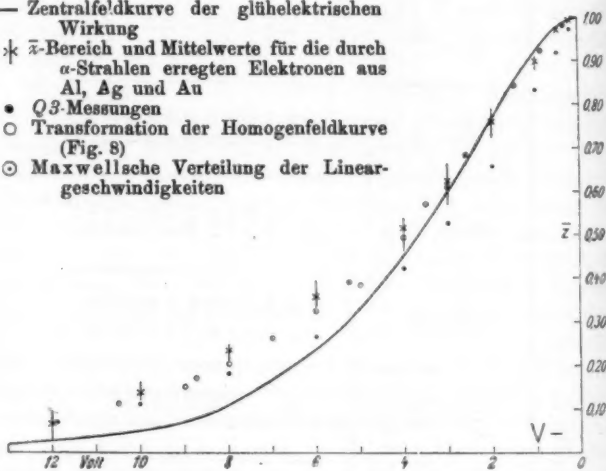


Fig. 4.

Diese Verteilungskurve der Geschwindigkeiten, zu der wir hier gelangt sind, fällt anfänglich langsam, dann rascher und schließlich wieder langsamer ab. Sie hat in der Nähe von 2 Volt einen Wendepunkt und trifft die Abszissenachse sehr nahe bei 15 Volt. Die Austrittsgeschwindigkeit der durch die  $\alpha$ -Strahlen ausgelösten Elektronen ist also nicht einheitlich, sondern es liegt eine Geschwindigkeitsverteilung vor, die dadurch ausgezeichnet ist, daß sich um eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit kleinere Geschwindigkeiten bis zu Null und größere bis zu etwa 15 Volt gruppieren. Wenn auch nicht mit Sicherheit entschieden werden kann, ob der Verlauf nach größeren Geschwindigkeiten hin asymptotisch oder mit endlicher Neigung der Null sich nähert, so kann doch als festgestellt gelten, daß weniger als 1 v. H. aller Elektronen eine größere Geschwindigkeit als 15 Volt besitzt.

Was nun den Kurvenverlauf im einzelnen betrifft, so ist es von Interesse, zu untersuchen, wie weit sich eine Ähnlich-

keit mit den bis jetzt bekannten Elektronen-Emissionskurven nachweisen läßt. Wir stellen hierzu unsere Ergebnisse mit der Geschwindigkeitsverteilung der glühelektrischen Wirkung zusammen, welche durch die ausgezeichnete Kurve (—) der Fig. 4, deren Inflexionspunkt auf 2,15 Volt gelegt ist, wiedergegeben wird. Der  $\bar{z}$ - $\bar{V}$ -Verlauf zeigt in beiden Fällen große Ähnlichkeit. Eine vollständige Identität ist aber nicht vorhanden. Die Abweichungen sind zwar sehr geringfügig im Bereich der kleinsten Geschwindigkeiten, während die größeren Geschwindigkeiten bei den  $\delta$ -Strahlen gegenüber der Glühwirkung merklich bevorzugt erscheinen.

Diese Abweichungen der  $\delta$ -Strahlenkurve sind nun ganz diejenigen, welche beim Vergleich der *Maxwellschen Verteilung der Austritts-Lineargeschwindigkeiten* mit der Glüh-elektronenkurve in Erscheinung treten. Wie Fig. 4 zeigt, gelingt es in der Tat, die  $\delta$ -Strahlenkurve vollständig mit der Annahme in Einklang zu bringen, daß Maxwellsche Verteilung der linearen Austrittsgeschwindigkeit vorliege. Denn die den letzteren Fall darstellenden Zeichen ( $\odot$ ), deren Lage durch die früher<sup>1)</sup> entwickelte Gleichung

$$\bar{z} = 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\bar{V}}{2}} \cdot e^{-\frac{\bar{V}}{2}} - \Phi\left(\sqrt{\frac{\bar{V}}{2}}\right)^2$$

gegeben ist, folgen mit bester Anpassung der  $\delta$ -Strahlenkurve auf ihrem ganzen Verlauf, wenn als wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $V_{wa} = 1,75$  Volt gesetzt wird.

Eine Ähnlichkeit mit anderen bekannten Verteilungskurven wie etwa auch derjenigen der lichtelektrischen Wirkung für homogenes Licht fehlt vollständig.

Zur weiteren Prüfung dieser Sachlage gehen wir zu einem anderen, unabhängigen Versuchsverfahren über, durch welches namentlich auch die vorstehend teilweise schon beantwortete Frage nach der Emissionsrichtung und ihrem Einfluß auf die Meßergebnisse weiter geklärt und eine Sicherstellung der Schlußfolgerungen auf neuer Grundlage angestrebt werden soll.

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 417. 1919.

2) Wo  $\bar{V} = V/V_{wa}$  ist und  $\Phi$  das Gauss'sche Fehlerintegral für das betreffende Argument bezeichnet.

### B. Messungen im homogenen Feld.

Die meisten Anordnungen, mit denen die bisherige Literatur die Frage der Austrittsgeschwindigkeiten der von  $\alpha$ -Strahlen ausgelösten Elektronen glaubte beantworten zu können, suchten das homogene Feld herzustellen, ohne dies aber in irgendeinem Falle tatsächlich einwandsfrei erreicht zu haben. Denn ganz abgesehen davon, daß, wie früher schon erwähnt, Kontaktpotentialdifferenzen entweder überhaupt nicht oder nicht ausreichend berücksichtigt worden sind, blieben grundlegende Forderungen der Theorie des Meßverfahrens gänzlich unbeachtet. So glaubte Hr. Logeman<sup>1)</sup>, der sich als erster nach Hrn. Ewers<sup>2)</sup> orientierenden Beobachtungen dem Problem näher zuwandte, den Fehler in der Verwendung eines seitlich viel zu eng begrenzten Feldes durch Aufladung der umgebenden Wand beseitigen zu können, ohne u. a. zu beachten, daß dadurch nur ein weiterer Fehler infolge der Zerstörung jedes klaren Feldverlaufs hinzutrat. Auch Hr. Campbell<sup>3)</sup>, der das Erscheinungsgebiet besonders eingehend bearbeitet hat, bedient sich zum Zwecke der Verhinderung von Elektronenverlust infolge ungenügender Ausdehnung seines Plattenkondensators seitlicher Hilfsfelder und macht dadurch eine erfolgversprechende theoretische Auswertung seiner Messungen unmöglich. Eine ganz ungeeignete Anordnung hat auch Hr. Pound<sup>4)</sup> benutzt, da sie trotz eines Schutzrings weder das homogene Feld verwirklicht noch sehr große seitliche Elektronenverluste bzw. Wandmitwirkung ausschließt.

#### a) Versuchsanordnung.

Der zu den Messungen benutzte Plattenkondensator besteht aus einer starkwandigen Messingbüchse von 10 cm Durchmesser und 3 cm Höhe (Fig. 5), in welche zwei durch Bernstein isolierte runde Messingscheiben  $P_1$  und  $P_2$  von je 9 cm Durchmesser parallel zueinander eingebaut sind. Die

1) W. H. Logeman, Proc. Roy. Soc. A. 78. S. 212. 1907.

2) P. Ewers, Phys. Zeitschr. 7. S. 148. 1906.

3) N. R. Campbell, Phil. Mag. 22. S. 276. 1911. Eine einwandsfreiere Anordnung ist später (Phil. Mag. 23. S. 462. 1912) nur zu Versuchen in verdünntem Gas benutzt worden.

4) V. E. Pound, Phil. Mag. 23. S. 813. 1912.

eine, feststehende Scheibe sowohl wie die andere, durch die Schraubenführung *Sch* parallel zu sich selbst verstellbare stehen entweder mit dem Elektrometer oder einer variierbaren Spannungsquelle in Verbindung bei dauernder Erdung des Gehäuses.

Der Präparatsträger *Q* ist auf der Hinterseite der einen oder anderen Platte derart aufgeschraubt, daß die  $\alpha$ -Strahlung des Präparats *P* durch eine 4,3 mm weite Öffnung im Platten-

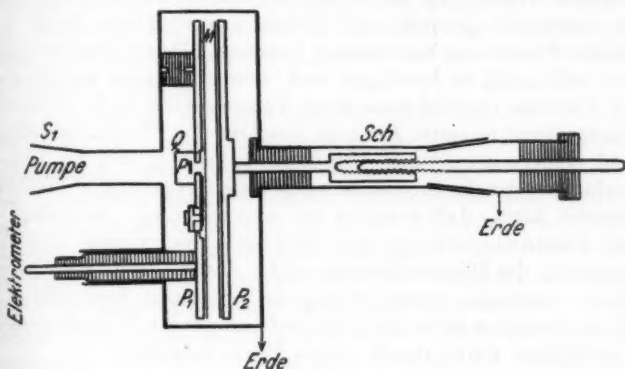


Fig. 5.

zentrum in den Zwischenraum zwischen den beiden Platten eintreten kann. Um die Strahlung nach Belieben auch abschirmen zu können, ist über dem Präparatsträger ein in einer eingefeilten Rinne laufender kleiner Metallschlitten angebracht, der durch Drehen des Kondensators im Pumpenschliff *S<sub>1</sub>* derart eingestellt werden kann, daß er, der Schwere folgend, die zentrale Öffnung entweder abdeckt oder freigibt.

Beide Platten sind auf ihrer ganzen Innenfläche mit den zu untersuchenden Metallblättern *M* bedeckt. Die  $\alpha$ -Strahlen des Präparats müssen also vor ihrem Eintreten in den Meßraum eine Folie durchsetzen, und sie treffen auch am Ende ihres Weges auf eine solche. Die  $\delta$ -Strahlen des Präparats sind in allen Fällen eben durch diese Bedeckung ausgeschaltet. Der Plattenabstand beträgt meist nur 3 mm, wodurch das elektrische Feld auf seiner ganzen Ausdehnung so einheitlich erhalten wird, daß mit Feldstörungen nicht zu rechnen ist.

Durch die große Breite des Feldes und die geringe Ausdehnung der Strahlenquelle wird andererseits, wie besondere Kontrollbeobachtungen zeigen, erreicht, daß alle Elektronen auf ihrem ganzen Wege dem homogenen Felde unterworfen und Randwirkungen ausgeschaltet sind.

Um eine völlig strenge Kenntnis der wirksamen Kontaktpotentialdifferenzen zu gewinnen, die im gegenwärtigen Falle wegen der zu erwartenden großen Kurvensteilheit von besonderer Wichtigkeit ist, werden diese meist dadurch möglichst zu verringern gesucht, daß Folien aus gleichem Stoffe auf beiden Platten zur Verwendung kommen. Da sie aber trotzdem nie vollständig zu beseitigen sind, werden sie jetzt unmittelbar im Vakuum vor und nach jeder Versuchsreihe exakt ermittelt. Hierzu dient in erster Linie die beschriebene Plattenverstellung und Schieberanordnung. Die lange bekannte, aber bei Untersuchungen der Elektronenemission selten angewandte Methode besteht darin, daß man — bei abgeschirmter Strahlung — die Potentialeinstellung des Elektrometers, welche sich bei Änderung des Plattenabstands ergibt, durch eine an der Gegenplatte angelegte, genau gemessene Spannung kompensiert.<sup>1)</sup> Da der Schieber unter der Folie läuft, so werden die elektrischen Verhältnisse durch ihn in keiner Weise beeinflußt.

#### b) Das Beobachtungsmaterial.

Um eine weitgehende Kontrolle der Messungen zu erreichen, wird eine mehrfache Variation des Beobachtungsverfahrens durchgeführt. Das Elektrometer steht einmal mit der das Präparat tragenden Kondensatorplatte, ein anderes Mal mit der Gegenplatte in Verbindung, und schließlich werden Messungen mit zwei nahe gleichstarken Präparaten ausgeführt. Während bei Benutzung eines einzigen Präparats die eine Platte in der Hauptsache rechtläufige, die andere rückläufige Elektronen emittiert, besteht im zweiten Falle, wo jede Kondensatorplatte gleichzeitig  $\alpha$ -Strahlenquelle ist, wenigstens in qualitativer Hinsicht volle Symmetrie der Anordnung. Die Präparattiefe beträgt im allgemeinen etwa 2 mm. Parallele,

1) Von großem Vorteil war mir für diese Messungen ein durch seine kleine Kapazität und hohe Empfindlichkeit ausgezeichnetes Lutzsches Saitenelektrometer, das — zu weiteren Zwecken — dank einer Bewilligung der Helmholtz-Gesellschaft beschafft werden konnte.

die Versuchsfolien streng vertikal durchsetzende  $\alpha$ -Strahlbündel liegen also nicht vor. Die Divergenz der Büschel ist immerhin so weit begrenzt, daß auch für die schiefen Strahlen wenigstens in den allerdünnsten der benutzten Folien kaum merkliche Geschwindigkeitsverluste in Betracht kommen, so daß ein etwaiger Zusammenhang zwischen  $\alpha$ -Strahl- und Elektronengeschwindigkeit, auf dessen Ergründung wir hier besonderen Wert legen, durch die Versuchsweise nicht verdeckt werden kann. Ebenso wenig kann sich ein etwaiger Einfluß der  $\alpha$ -Strahlrichtung auf die Richtung und die Geschwindigkeit der Elektronen der Beobachtung entziehen, da bei dickeren Folien praktisch nur fast streng vertikal austretende  $\alpha$ -Teilchen in Betracht kommen.

Um sicher zu sein, daß das homogene Feld ausreichende Breite hat, um einen Verlust oder eine falsche elektrische Beeinflussung eines Teiles der Elektronen zu verhindern, ist eine Abstandsvariation der Platten vorzunehmen. Der Versuch zeigt, daß in unserem Falle auch bei dünnsten Folien erst über 5 mm Plattenabstand Abweichungen im zu erwartenden Sinne auftreten, daß namentlich bei Verbindung der Präparatplatte mit dem Elektrometer wachsende hohe negative Spannungen an der Gegenplatte eine geringe Abnahme des Elektrometeregangs herbeiführen (vgl. D). Der bei den endgültigen Messungen benutzte Plattenabstand wird dementsprechend, wie schon erwähnt, auf 2—3 mm eingestellt.

Tab. 9 faßt den wesentlichen Teil der Versuchsergebnisse zusammen. Dieselbe zeigt, daß in allen Fällen trotz Verwendung von Plattenbelegungen aus nominell gleichem Material Kontaktpotentialdifferenzen wirksam sind, die allerdings meist sehr klein sind und kaum 0,1 Volt erreichen. Die Abhängigkeit der beobachtbaren Ladungen von der Potentialdifferenz<sup>1)</sup> im Meßraum ist, wie nach dem Verlauf der Zentralfeldkurven zu erwarten war und wie Fig. 6 an einem Beispiel zeigt, im Gebiet kleiner Potentialdifferenzen sehr groß und wird mit wachsenden Werten der letzteren rasch kleiner unter asymptotischer Annäherung an einen schon bei etwa 12 Volt er-

1) Daß nur sie und nicht etwa die elektrische Feldstärke maßgebend ist, folgt ebenfalls aus den Beobachtungen mit Abstandsvariation der Platten.

Tabelle 9.

Meßweise	a) Präp.-Platte $P_1$ an Elektrometer				b) Platte $P_2$ an Elektrometer				c) 2 Präparate	
Metall auf $P_1$ g/qcm $P_2$	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.
	Ag 0,00028 0,0053	Ag 0,0059 0,0053	Al 0,0010 0,0010	Al 0,0031 0,0010	Ag 0,00028 0,0053	Ag 0,0059 0,0053	Au 0,0100 0,0122	Au 0,0100 0,0122	Al 0,00081 0,00081	Al 0,00081 0,00081
K. P. D. Volt	+0,086	-0,025	-0,053	-0,070	-0,031	-0,018	-0,024	+0,033	+0,091	+0,057
An Gegenpl.	beob. Sk./Min.									
+100 Volt	+14,1	+45,2	+22,8	+27,7	+52,2	+38,7	+52,5	+32,3	+60,2	+111,5
12	13,7	45,3	22,5	27,5	52,0	38,7	52,5	32,3	59,7	112,0
8	-	44,5	21,9	26,5	50,4	37,5	50,3	31,6	-	109,7
6	11,6	41,4	20,6	25,0	48,4	36,4	47,9	30,2	55,3	103,7
4	10,3	36,3	17,4	21,4	43,9	32,9	42,8	27,0	50,1	93,8
3	8,1	31,9	14,6	18,2	41,1	30,4	37,5	24,1	44,9	81,1
2	5,7	24,0	11,2	13,2	35,3	26,0	30,5	20,3	37,9	66,0
1,5	-	20,0	7,8	-	31,5	23,6	26,4	18,1	32,6	-
1	1,2	13,0	+4,6	6,8	27,2	19,4	20,9	15,1	27,4	41,8
0,5	+1,9	+5,7	-0,4	+0,4	+20,6	+15,1	+13,5	+11,0	+18,9	+24,5
0	-5,8	-7,8	-6,6	-7,5	+9,0	+6,0	+1,6	+4,6	+8,3	+8,3
0,5	-11,5	-20,4	-13,0	-13,0	+0,8	-1,0	-7,5	-2,8	-	-
1	14,3	27,0	16,6	17,8	-5,7	6,6	15,2	7,2	-11,5	-32,0
1,5	-	34,0	20,1	-	11,1	10,7	20,3	10,6	-	43,5
2	17,9	39,1	22,6	24,1	15,4	13,5	24,4	13,2	22,6	55,5
3	20,6	45,6	26,1	27,8	16,0	18,7	30,0	17,3	29,2	70,4
4	21,8	49,9	28,5	31,0	26,7	21,8	35,5	20,7	34,0	82,5
6	23,7	55,3	31,1	33,7	-	25,4	39,9	23,0	40,0	95,3
8	-	57,7	32,3	35,3	-	26,6	41,9	24,5	43,2	98,6
12	25,1	59,1	32,7	35,6	34,6	28,0	44,6	25,8	43,6	101,2
100	-26,0	-58,6	-33,1	-35,6	-35,1	-28,2	-44,5	-25,8	-43,2	-101,5



reichten Grenzwert. Der Nullwert des Feldes (sowohl des angelegten als des tatsächlichen) macht sich am Elektrometer-

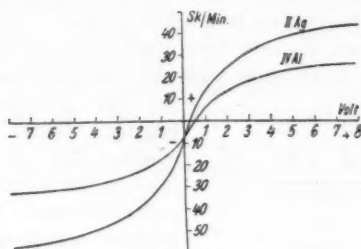


Fig. 6.

gang in keiner Weise bemerkbar, da letzterer von beiden Feldrichtungen (absolut genommen) nahe gleichartig beeinflusst wird.

### c) Verwertung der Beobachtungen.

Es handelt sich jetzt darum, den Inhalt<sup>1)</sup> der Tab. 9 zu Aussagen über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen auszuwerten, wobei wir uns bewußt sind, daß es dabei nur auf die Verteilung der Normalkomponenten ankommt. Obwohl wir es mit einer Elektronenemission beider Platten zu tun haben, ist die Aufgabe weniger schwierig, als es zunächst scheinen könnte. Gegenüber den Zentralfeldmessungen besteht hier der große Vorteil, daß die Zahl und das Gewicht der erforderlichen Korrekturen weit geringer ist. Außer der durch die vorhandenen K. P. D. und die geringfügige Aufladung der Meßplatte notwendige Korrektur der angelegten Spannungsdifferenzen, die in der früher erwähnten Weise durchzuführen ist, ist keine Veränderung an den unmittelbaren Beobachtungsdaten vorzunehmen, wenn wir allerdings zunächst von einem Faktor absehen, der hier eingreifend mitwirken kann, nämlich der Elektronenreflexion bzw. Rückdiffusion an den Platten, die bei den Zentralfeldmessungen eliminiert werden konnte. Indem wir die gesonderte, eingehende Betrachtung dieses

1) Ein Vergleich der Absolutwerte der einzelnen Vertikalreihen untereinander ist nicht möglich, da sie nicht auf stets gleiche Versuchsbedingungen umgerechnet sind.

Faktors auf später zurückstellen, seien hier zunächst aus den Beobachtungen diejenigen Folgerungen gezogen, die auf der Annahme beruhen, daß die Meßwerte durch den genannten Faktor nicht wesentlich beeinflusst seien.

Mit  $+\alpha$  sei die aus dem durchstrahlten Metall während einer Messung austretende  $\alpha$ -Strahlen-Ladung bezeichnet; dann

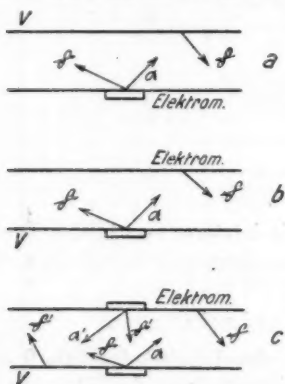


Fig. 7.

sei die gesamte Elektronenladung, welche während der gleichen Zeit von diesem Metall (also in der  $\alpha$ -Strahlenrichtung) emittiert wird, mit  $-\delta$  bezeichnet und die gleichzeitig von der Gegenfläche infolge des Auftreffens der  $\alpha$ -Strahlen (also in einer der  $\alpha$ -Strahlung entgegengesetzten Richtung) emittierte mit  $-\delta$ .<sup>1)</sup>

Fall a: Präparatplatte am Elektrometer (Fig. 7a). — Die Ladungsaufnahme  $A$  der Elektrometerplatte während der Meßdauer beträgt

im feldfreien Kondensator	$A_0 = -\alpha + \delta - \delta$
bei hoher $+$ -Spannung $V$	$A_+ = -\alpha + \delta$
bei „ — „ $V$	$A_- = -\alpha - \delta$

Daraus findet sich

$$\begin{aligned}\delta &= A_0 - A_- \\ \delta &= A_+ - A_0 \\ \alpha &= A_0 - A_- - A_+\end{aligned}$$

Fall b: Gegenplatte am Elektrometer (Fig. 7b). — Die Ladungsaufnahme der Elektrometerplatte ist jetzt

im feldfreien Kondensator	$A_0 = \alpha - \delta + \delta$
bei hoher $+$ -Spannung $V$	$A_+ = \alpha + \delta$
bei „ — „ $V$	$A_- = \alpha - \delta$

Daraus findet sich

$$\begin{aligned}\delta &= A_+ - A_0 \\ \delta &= A_0 - A_- \\ \alpha &= A_+ + A_- - A_0\end{aligned}$$

1) Die Pfeilrichtung gibt dann in der Hauptsache — aber, wie schon betont, nicht ausschließlich — die Recht- bzw. Rückläufigkeit der Elektronen an.

Es findet also gegenüber  $a$  nur eine Richtungs- bzw. Vorzeichenumkehr statt.

Fall c: Zwei Präparate (Fig. 7 c). — Erhält die Spannungsplatte das gleiche Präparat wie im vorhergehenden Falle, so sind die Werte ihrer  $\alpha$  und  $\delta$  mit denen von  $b$  (gleiche Metalle vorausgesetzt) identisch; wir halten dementsprechend für sie die gleiche Bezeichnung fest und unterscheiden die der Elektrometerplatte zugehörigen Größen durch Striche. Dann wird die Ladungsaufnahme der Elektrometerplatte

$$\begin{array}{ll} \text{im feldfreien Kondensator} & A'_0 = \alpha - \alpha' - \delta + \delta + \delta' - \delta' \\ \text{bei hoher } +\text{-Spannung } V & A'_+ = \alpha - \alpha' + \delta + \delta' \\ \text{bei „ — „ „ } V & A'_- = \alpha - \alpha' - \delta - \delta' \end{array}$$

Daraus folgt

$$\begin{array}{l} \delta + \delta' = A'_0 - A_- \\ \delta + \delta' = A'_+ - A_0 \\ \alpha - \alpha' = A'_+ + A_- - A_0 \end{array}$$

woraus unter Hinzunahme des Falles  $b$  auch jeder einzelne  $\alpha$ - und  $\delta$ -Wert herleitbar wird.

Es kann also aus den unmittelbaren Beobachtungsdaten sowohl die  $\alpha$ -Strahlung als die Elektronenemission quantitativ erfaßt werden. Die Genauigkeit dieses Verfahrens wird allerdings diejenige der früheren Methode I der direkten  $\alpha$ -Strahlungsmessung nur schwer erreichen, da an die Sicherheit der notwendigen Meßwerte hohe Anforderungen gestellt werden. Immerhin erlangen wir auf diesem Wege die Möglichkeit, von dieser Seite die Sicherheit der Grundlagen zu prüfen, auf denen die Auswertung der Messungen beruht.

Man erkennt aus dem vorstehenden auch leicht, auf welchem Wege der Schluß auf die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen zu ziehen ist. Da bei jeder positiven Spannung der Gegenplatte die Elektrometerplatte außer den austretenden  $\alpha$ -Strahlen stets alle ihre Elektronen verliert, so ändert die Variation der positiven Spannung nur die meßbare Zahl der von der Gegenplatte kommenden Elektronen. Die Subtraktion des bei einer beliebigen positiven Spannung beobachteten Elektrometeregangs  $A(+V)$  vom positiven Grenzwert  $A_+$  liefert also ohne weiteres diejenige Elektronenmenge der Gegenplatte, deren Normalkomponenten der Geschwindigkeit größer sind als diese Spannung. Ganz entsprechend erhält man durch Subtraktion des bei einer beliebigen negativen

Spannung beobachteten Elektrometergangs  $A(-V)$  vom negativen Grenzwert  $A_-$  diejenige Elektronenmenge der Elektrometerplatte, deren Normalkomponenten größer sind als diese Spannung. Es mißt also

$A_+ - A(+V)$	im Falle $a$	die Verteilung der $\vartheta$
" "	" $b$	" " $\vartheta$
$A_- - A(-V)$	" "	" $a$ " " $\vartheta$
" "	" $b$	" " " $\vartheta$

während im Falle  $c$  stets ein Gemisch von Elektronen gemessen wird, die gleichzeitig von beiden Präparaten erregt sind. Die ersichtliche große Bedeutung der positiven und negativen Grenzwerte des Elektrometergangs fordert eine möglichst genaue Messung derselben, was insofern einiger Schwierigkeit begegnet, als mit wachsenden Spannungen auch die möglichen Störungen zunehmen. Es ist in dieser Hinsicht beruhigend, daß etwaige Ungenauigkeiten sich nur bei den Angaben im Bereich der größeren Spannungen (wo der beobachtete Elektrometergang dem Grenzwert nahekommt) stärker merklich machen werden, was aber im allgemeinen wegen der dort nur geringen Werte kaum von Belang ist, während der wichtigere Kurvenverlauf bei kleinen Spannungen immer ausreichende Sicherheit behält. Daß in allen Fällen keine Kenntnis der  $\alpha$ -Strahlladung erforderlich ist, ist ein besonderer Vorteil.

Wir kommen auf diesem Wege nach Korrektur der Spannungen und Einführung der im Felde Null während der Meßdauer emittierten Gesamt-Elektronenzahl jeder Platte als Einheit zu der in Tab. 10 wiedergegebenen Verteilung. Dieselbe ist, wie man sieht, in allen Fällen von überraschender Ähnlichkeit. Weder die Schiefe noch die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Strahlen, weder die Natur des Metalls noch seine Dicke oder Oberflächenbeschaffenheit, noch auch die Methode der Messung lassen einen deutlichen Einfluß erkennen. Eine geringe Abweichung im ganzen macht sich nur beim Vergleich der Geschwindigkeitsverteilung der  $\vartheta$  und  $\vartheta$  bemerkbar, indem im letzteren Falle etwas größere Geschwindigkeiten angedeutet zu sein scheinen. Zur Veranschaulichung seien die Mittelwerte der  $\bar{y}$  der  $\vartheta$ -Verteilung durch Kreuze ( $\times$ ) und diejenigen der  $\vartheta$ -Verteilung durch Haken ( $\vee$ ) in Fig. 8 graphisch aufgetragen. Es sind außerdem die an den entsprechenden Stellen

Tabelle 10.

Metall auf $P_1$ g/qcm $P_2$	Emittierte Elektronenmenge $\bar{y}$									
	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.
	Ag 0,00028 0,0053	Ag 0,0059 0,0053	Al 0,0010 0,0010	Al 0,0031 0,0010	Ag 0,00028 0,0053	Ag 0,00028 0,0053	Au 0,00012 0,0122	Au 0,0100 0,0122	Al 0,00081 0,00081	Al 0,00081 0,00081
Volt										
0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,5	0,75	0,75	0,74	0,73	0,75	0,73	0,76	0,74	0,76	0,81
1	0,60	0,63	0,61	0,62	0,60	0,60	0,62	0,60	0,61	0,64
1,5	—	0,49	0,48	—	0,49	0,47	0,51	0,49	0,51	—
2	0,40	0,39	0,39	0,40	0,40	0,39	0,43	0,42	0,41	0,43
3	0,25	0,26	0,26	0,25	0,26	0,26	0,29	0,28	0,28	0,29
4	0,19	0,17	0,17	0,16	0,19	0,18	0,19	0,18	0,185	0,17
6	0,086	0,070	0,070	0,066	0,080	0,071	0,080	0,073	0,080	0,077
8	—	0,021	0,033	0,010	0,043	0,037	0,042	0,024	—	0,021
12	—	—	0,015	—	—	0	0	—	0,009	—
0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,5	0,77	0,74	0,79	0,75	0,79	0,79	0,80	0,79	—	—
1	0,63	0,61	0,62	0,61	0,65	0,63	0,63	0,63	0,64	0,64
1,5	—	0,48	0,51	—	0,53	0,51	0,53	0,52	—	—
2	0,41	0,40	0,39	0,41	0,43	0,42	0,43	0,43	0,42	0,43
3	0,28	0,25	0,28	0,28	0,29	0,27	0,29	0,29	0,29	0,30
4	0,18	0,17	0,18	0,19	0,18	0,19	0,19	0,17	0,19	0,18
6	0,11	0,073	0,075	0,081	—	0,081	0,100	0,095	0,070	0,057
8	—	0,015	0,030	0,036	—	0,046	0,056	0,044	0,006	0,027
12	0,021	0	—	—	—	0,006	0	—	—	0,003
$\bar{\phi}$	19,4	51,0	27,1	31,1	42,2	32,3	50,9	28,7	54,1	—
$\bar{\phi}$	20,4	53,1	28,8	32,2	45,1	34,6	46,1	29,4	49,6	—
$\alpha$	5,3	5,7	4,3	3,4	7,1	4,1	6,4	2,9	10,6	—
Mittel $\delta/\alpha$	3,9	9,1	6,5	9,3	6,1	8,1	7,6	10,0	5,0	—

beobachteten Extremwerte der  $\bar{y}$  durch kurze horizontale Striche ( $\neg$ ) vermerkt. Man ersieht daraus, daß die Abweichungen der  $\times$  und  $\vee$  in Anbetracht der Schwankungen der Einzelwerte so gering sind, daß sie vielleicht keine reelle Bedeutung haben, zumal das Verständnis dafür, daß die vorwiegend aus

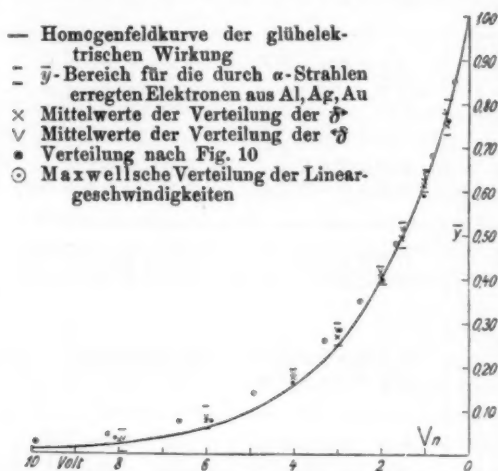


Fig. 8.

rückläufigen Elektronen bestehende Gruppe größere Normal-komponenten besitzen sollte, nicht leicht zu gewinnen wäre.

Wir vergleichen die gefundene  $\bar{y}$ - $V_n$ -Beziehung nun zunächst wieder mit der Verteilung der Normalkomponenten der Geschwindigkeit der Glühelektronen, welche durch die ausgezogene Kurve — für den wie früher angenommenen wahrscheinlichsten Geschwindigkeitswert von 2,15 Volt — dargestellt ist. Man erkennt im allgemeinen Verlauf zwar eine sehr weitgehende Ähnlichkeit, eine vollständige Koinzidenz fehlt aber. Während im Bereich der kleinsten Spannungen nur beim ersten Kurvenabfall eine sehr geringfügige Unterschreitung der Glühelektronenkurve angedeutet ist, macht sich eine deutlichere systematische Abweichung im Bereich der größeren Spannungen im Sinne einer merklichen Überschreitung der genannten Kurve geltend. Der Vergleich dieses Befunds

mit der früheren Erfahrung im zentralen Felde (vgl. Fig. 4) zeigt eine vollkommene Übereinstimmung im Sinne dieser Abweichungen.

Zu einem quantitativen Vergleich seien die Homogenfeldwerte nach einem früher<sup>1)</sup> von mir angegebenen Verfahren in ihre zugehörigen Zentralfeldwerte transformiert. Dies setzt die Kenntnis der Richtungsverteilung der Elektronen voraus. Als zutreffend ist hierfür diejenige Annahme zu betrachten, welche bei beiden Kurven zum gleichen Werte der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit führt. Man erkennt nun leicht, daß dieser Bedingung die Annahme allseitig gleicher Emission nicht annähernd gerecht würde, wie denn auch ein nahe exponentieller Verlauf der Homogenfeldkurve, wie er durch die Beobachtung angedeutet ist, mit allseitig gleicher Emission prinzipiell unverträglich ist. Es läßt sich nun zwar zeigen, daß die  $\bar{y} - V_n$ -Beziehung auch mit guter Annäherung besonders im Bereich der größeren Spannungen durch die Annahme Maxwell'scher Verteilung der Voltgeschwindigkeiten darstellbar ist, falls allseitig gleiche Emission vorliegt. In diesem Falle führt aber die Transformation in die zugehörige  $\bar{z} - V$ -Beziehung zu so großen Diskrepanzen mit der Erfahrung, daß diese Auffassung nicht haltbar ist. Alle Widersprüche fallen weg bei der Annahme einer Ausstrahlung nach dem Cosinusetz, wie sie bei der Glühwirkung tatsächlich vorliegt. Die auf dieser Annahme durchgeführte Transformation ergibt die auf Fig. 4 mit Kreisen (○) bezeichneten Werte. Die quantitative Übereinstimmung mit den im Zentralfeld selbst gefundenen Werten ist zwar keine vollständige, was in Anbetracht der wenig einfachen Wege, auf denen beide Ergebnisse gewonnen sind, auch kaum zu erwarten war; die Annäherung beider auf so verschiedene Weise erhaltenen Befunde ist aber jedenfalls so befriedigend, daß darin eine weitgehende Sicherstellung nicht nur des Hauptergebnisses, sondern auch der Voraussetzungen, auf welchen dieses Ergebnis beruht, erblickt werden darf.

Angesichts der durch die Homogenfeldbeobachtungen bestätigten Abweichungen von der Glühelktronenverteilung ist die vergleichsweise Heranziehung der bei Maxwell'scher Ver-

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 415. 1919.

teilung der Lineargeschwindigkeiten zu erwartenden Homogenfeldkurve von besonderem Interesse. Da die der allseitig gleichen Ausstrahlung zukommende Kurve auch in diesem Falle zu erheblichen Diskrepanzen führt, kommt als nächststehende Möglichkeit nur die der Ausstrahlung nach dem Cosinusetz in Betracht. Als Gleichung der zugehörigen Kurve findet man aus der früher angegebenen entsprechenden Verteilung der Voltgeschwindigkeiten<sup>1)</sup> den Ausdruck

$$\bar{y} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\bar{v}}{2}} \cdot e^{-\frac{\bar{v}}{2}} + (1 - \bar{v}) \cdot \left(1 - \Phi\left(\sqrt{\frac{\bar{v}}{2}}\right)\right),$$

wo  $\bar{v}$  wieder auf die wahrscheinlichste Geschwindigkeit als Einheit bezogen ist. Eine Veranschaulichung ihrer Aussagen geben die Punktringe (⊙) der Fig. 8 für den Fall, daß als wahrscheinlichste Geschwindigkeit 1,65 Volt gesetzt wird. Man sieht, daß der Wert der letzteren sehr nahe mit dem für die Zentralfeldkurve geeigneten zusammenfällt, und daß ebenso wie dort auch jetzt eine wesentlich bessere Wiedergabe des beobachteten Verlaufs als durch die Kurve der Glühelctronen erreicht wird.

Zu weiterer Prüfung der Zuverlässigkeit der methodischen Auswertung der Beobachtungsdaten wenden wir uns der Betrachtung der emittierten Elektronenmengen und ihrer Beziehung zur erregenden  $\alpha$ -Strahlung zu, wie sie aus den Homogenfeldmessungen zu erschließen sind. Aus den Angaben am Fuße der Tab. 10 geht hervor, daß die von einer bestimmten  $\alpha$ -Strahlintensität erregte Elektronenmenge von der Richtung der Strahlung sehr nahe unabhängig ist, wie dies früher schon auf anderem Wege zu schließen war (vgl. Tab. 5). Auch das Verhältnis  $\delta/\alpha$ , welches aus den Homogenfeldmessungen ohne direkte  $\alpha$ -Bestimmung gewonnen wird, stimmt befriedigend mit früheren Werten überein. Von Interesse sind die hierhergehörigen Folgerungen aus der Messung mit zwei Präparaten. Man findet mit Hilfe der Daten der Tab. 9 für

$$\bar{\vartheta} + \bar{\vartheta}' = 108,2 \quad \bar{\vartheta} + \bar{\vartheta}' = 105,3 \quad \alpha - \alpha' = 2,8.$$

Nimmt man die entsprechenden Werte für  $\bar{\vartheta}$ ,  $\bar{\vartheta}'$  und  $\alpha$  von Fall IX hinzu, so wird

1) A. a. O., S. 416, Gleichung 22.



$$\delta' = 58,9 \quad \delta' = 51,2 \quad \alpha' = 7,8,$$

woraus auf nahe gleiche Stärke beider Präparate geschlossen werden kann, obwohl der  $\alpha'$ -Wert offenbar infolge einer gehäuftten Beteiligung von kleinen Meßfehlern etwas zu klein erscheint.

d) Elektronen-Reflexion bzw. Rückdiffusion<sup>1)</sup>.

Die bisherige Verwertung der Homogenfeldmessungen erfolgte unter ausdrücklicher Außerachtlassung der etwaigen Mitwirkung von Elektronenrückkehr an den getroffenen Metallflächen. Daß die auf solche Weise erhaltenen Ergebnisse sich völlig widerspruchsfrei unter sich und mit aller sonstigen Kenntnis zusammenfügen, scheint mit dem Nachweis beträchtlicher Reflexion langsamer Elektronen durch die Herren v. Baeyer<sup>2)</sup> und Gehrts<sup>3)</sup> nicht ohne weiteres vereinbar zu sein. Dieser Punkt bedarf daher näherer Untersuchung.

Man überzeugt sich leicht, daß im feldfreien Kondensator im Falle der Symmetrie der Strahlenemission jeder Rückkehr- einfluß verschwindet. Nehmen wir zunächst, was aus den Messungen als zutreffend hervorgeht, gleiche Richtungsverteilung der Elektronen an beiden Platten an, so ist die vom Elektrometer angezeigte Ladung<sup>4)</sup>

$$\text{im Falle fehlender Elektronenrückkehr} \quad \pm (\delta_1 - \delta_2)$$

$$\text{im Falle von Elektronenrückkehr} \quad \pm \frac{\delta_1 - \delta_2}{1 + r},$$

Beide Ausdrücke verschwinden für  $\delta_1 = \delta_2$ , was den Verhältnissen bei den Versuchen mit großer Annäherung entspricht. Da die Messungen bei hohen Feldern ohnedies unbeeinflusst sind von Elektronenrückkehr, so ist also die Herleitung der in Tab. 10 verzeichneten Absolutwerte der Gesamt-

1) Beide Erscheinungen seien im folgenden, da es hier nicht auf ihren Mechanismus, sondern nur auf ihre Endwirkung ankommt, der Kürze halber unter der Bezeichnung der Elektronenrückkehr zusammengefaßt.

2) O. v. Baeyer, Phys. Zeitschr. 10. S. 176. 1909.

3) A. Gehrts, Ann. d. Phys. 36. S. 995. 1911.

4) Wenn  $\delta_1$  bzw.  $\delta_2$  die an  $P_1$  bzw.  $P_2$  emittierten Elektronenmengen, die am Elektrometer je nach der Schaltung positiv oder negativ auftreten, den Rückkehrfaktor bezeichnet, und wenn von der  $\alpha$ -Ladung abgesehen wird.

emission einwandfrei. Wäre  $\delta_1 \neq \delta_2$ , so müßte man wegen der Abhängigkeit des  $r$  von der Geschwindigkeit und Richtung der Elektronen recht verwickelte Verhältnisse erwarten.

Im elektrischen Felde ist die Größe des Einflusses von Elektronenrückkehr auf die beobachtbare Mengenverteilung selbst im Falle der Emissionssymmetrie wegen der völlig ungenügenden Kenntnis der Funktion  $r$  überhaupt nicht theoretisch verfolgbare. Ich habe deshalb versucht, mit den Mitteln der gegenwärtigen Arbeit einige experimentelle Anhaltspunkte zu gewinnen.

Der Plattenkondensator der Fig. 5 erfährt hierfür einige Abänderungen, die schematisch durch Fig. 9 angegeben sind.

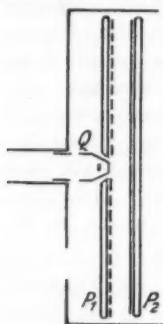


Fig. 9.

Der Präparatträger  $Q$  wird von der Platte  $P_1$ , auf der er bisher aufgeschraubt war, isoliert und durch die Kondensatorhülle, die ihn jetzt trägt, dauernd geerdet. Die mit einer zentralen Öffnung von 6 mm Durchmesser versehene Platte umgibt den Präparatträger ringförmig in solcher Höhe, daß die  $\alpha$ -Strahlblende etwa 0,2 mm über der Plattenoberfläche steht, so daß weder  $\alpha$ -Strahlen noch Elektronen von der Strahlenquelle direkt zum Plattenring gelangen können. Die Blende von  $Q$  wird mit einer kleinen Metallfolie überdeckt; sie kann außerdem zum Zwecke der Ermittlung der K. P. D. mit einem Schieber verschlossen werden, der nur mit  $P_1$  metallischen Kontakt hat. Die Messingoberfläche von  $P_1$  bleibt nun entweder frei, oder sie wird berußt, während die Gegenplatte  $P_2$  wie früher mit einem Metallblatt bedeckt ist. Gemessen wird die Aufladung von  $P_1$  als Funktion von positiven oder negativen Spannungen an  $P_2$ .

Mit dieser Anordnung wird die Geschwindigkeitsverteilung der an der Metallfolie  $P_2$  seitens der auftreffenden  $\alpha$ -Strahlen erregten Elektronen für sich meßbar, und es ist zu prüfen, wie weit der Kurvenverlauf durch die Berußung von  $P_1$ , welche die Elektronenreflexion an dieser Fläche praktisch nahezu ausschließt, etwa verändert wird. Die Elektrometeraufladung bei feldfreiem Kondensator wird

bei völlig fehlender Elektronenrückkehr  $-\delta_2$   
 bei Elektronenrückkehr an beiden Platten  $-\frac{1}{1+r} \cdot (r\delta_1 + \delta_2)$   
 bei Berührung von  $P_1$   $-\delta_2(1+r)$ ,

die Berührung muß also den bei metallischen Flächen auftretenden Wert, der für  $\delta_1 = \delta_2$  auch jetzt mit dem unverfälschten zusammenfällt, merklich vergrößern. Diese Folgerung ist durch den Versuch allerdings nicht leicht prüfbar, da der Vergleich eine Öffnung des Apparats erforderlich macht, wodurch die Absolutwerte der auftretenden Elektronenmengen immer infolge nicht strenger Reproduzierbarkeit der Versuchsbedingungen kleine unkontrollierbare Änderungen erfahren können. Wir begnügen uns daher mit dem Vergleich des Relativverlaufs der bei Spannungsvariation zu findenden Kurven.

Fig. 10 veranschaulicht das Ergebnis von fünf Versuchsreihen. Der Verlauf im positiven Spannungsgebiet ist für

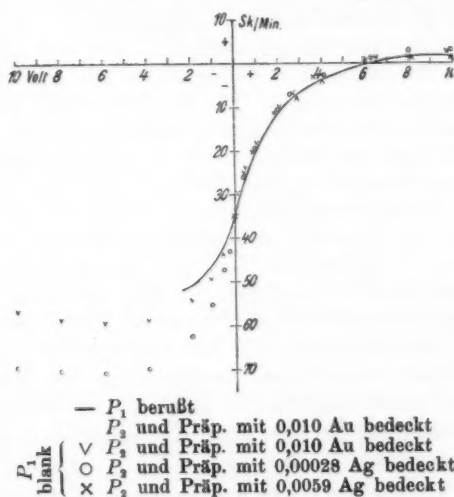


Fig. 10.

die gesuchte Geschwindigkeitsverteilung der an  $P_2$  erregten Elektronen maßgebend. Im negativen Spannungsgebiet steigt die Kurve an, erreicht ein flaches Maximum und fällt dann

langsam ab. Dieser Verlauf rührt von dem Hinzukommen von Elektronen aus der Präparatfolie her, die in stärkeren Gegenfeldern mehr und mehr zu dieser Folie selbst zurückkehren und dann von  $P_1$  nicht mehr aufgefangen werden; außerdem laufen auch die von  $P_2$  kommenden Elektronen in stärkeren Feldern in erheblichem Maße zur Präparatfolie, und zwar um so mehr, je näher ihr Erzeugungsort liegt. Dem entspricht es, daß die Kurve um so weniger ansteigt, je dicker die Präparatfolie, d. h. je begrenzter das durch sie hindurchtretende  $\alpha$ -Strahlenbündel ist.

Beim positiven Kurvenast auffallend ist die geringe Überschreitung der Abszissenachse nach positiven Aufladungen hin, die von etwa 10 Volt ab einen Grenzwert besitzt, der bei höheren Spannungen von 100–200 Volt nicht anwächst, sondern im allgemeinen auffallenderweise um einige Prozent abnimmt. Es handelt sich hier also um eine Elektronenemission der Platte  $P_1$  infolge des Auftreffens sehr geringfügiger, an  $P_2$  rückdiffundierter  $\alpha$ -Strahlung — die von der Höhe des Feldes unabhängig verläuft — oder von schnelleren, gegen das Feld anlaufenden Elektronen — die mit wachsender Verzögerung abnehmen muß. Für die Auswertung der Kurven im positiven Spannungsbereich zählt daher der positive Maximalwert der Ordinate als Nullpunkt für die Mengenzählung. Der Verlauf dieser Kurven ist, wie die Figur zeigt, von der Dicke und Natur der benutzten Metallblätter so gut wie unabhängig. Von besonderem Interesse ist aber der Einfluß der Berußung, der aus dem Vergleich der Lage der Einzelpunkte mit der ausgezogenen Kurve hervorgeht, welche die nahe übereinstimmenden Werte zweier mit berußter Platte ausgeführter Meßreihen zusammenfaßt. Die Abweichungen sind so gering, daß von einer wesentlichen Beeinflussung der Verteilungskurve durch Elektronenrückkehr nichts zu bemerken ist.

Von Bedeutung ist jetzt noch der Vergleich dieser neuen Verteilungskurve mit den früheren, in Fig. 8 zusammengefaßten Ergebnissen. Es seien hierzu die Mittelwerte der neuen Beobachtung nach Umrechnung auf das früher eingeführte Relativmaß in Fig. 8 mit Punkten (•) eingetragen. Da bei der neuen Methode ein geringer Teil der untersuchten Elektronen zur Präparatfolie kommt und daher auf  $P_1$  nicht mitgemessen wird, liegen die Punkte etwas tiefer. Im übrigen ist aber die

Übereinstimmung der Ergebnisse dieser so verschiedenen Methoden eine vortreffliche, was erneut für ihre Sicherheit spricht.

### C. Beteiligung sekundärer Kathodenstrahlen.

Aus den vorstehenden Messungen geht hervor, daß die weit überwiegende Zahl der emittierten Elektronen Geschwindigkeiten unter 10 Volt besitzt und daher — falls Beschleunigungen fehlen — keine Sekundärstrahlemission veranlassen kann.<sup>1)</sup> Da aber immerhin ein zwar sehr geringer Teil der Primärelektronen größere Geschwindigkeit hat, so ist anzunehmen, daß die untersuchten Elektronen zu einem jedenfalls entsprechend sehr kleinen Teil Sekundärelektronen sind. Wir können die Gesamtemission naturgemäß trotzdem der  $\alpha$ -Strahlung zuschreiben, da die genetische Verbindung von Primär- und Sekundärelektronen nicht trennbar ist.

Da die Messung der Geschwindigkeitsverteilung im zentralen Felde nahe ausschließlich auf der Verwendung verzögernder Felder beruht<sup>2)</sup>, sind deren Ergebnisse in genannter Hinsicht durch Sekundärstrahlung nicht gefälscht. Eine geringe Störung ist aber bei den Messungen im homogenen Felde möglich, da hier immer ein Teil der Elektronen beschleunigt wird, während der andere Verzögerungen erfährt. Wenn nun auch die hierdurch begünstigte Sekundärstrahlung in dem der Messung dienenden verzögernden Felde in der Hauptsache eliminiert wird, so bleibt doch nach gegenwärtiger, noch recht unvollständiger Kenntnis der Sekundärstrahlgeschwindigkeiten eine jedenfalls sehr kleine Kurvenfälschung im Sinne größerer Steilheit denkbar. Die in diesem Sinne tatsächlich festgestellte Abweichung der Homogen- und Zentralfeldmessungen (vgl. Fig. 4) wäre hiermit deutbar; sehr wahrscheinlich ist die geringe Abweichung aber auch noch auf Einflüsse anderer in beiden Methoden in verschiedenem Grade beteiligter, früher besprochener Faktoren zurückzuführen.

Ein *direktes* Anzeichen für die Beteiligung sekundärer Kathodenstrahlen liegt bei keinem Versuch mit auffallender Deutlichkeit vor. Eine geringe Andeutung darf vielleicht in

1) Vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. S. 449. 1903; 15. S. 485. 1904.

2) Da die beschleunigten Wandelektronen nur in kleiner Menge zur Zentralelektrode gelangen.

der mit wachsender Spannung auftretenden kleinen Abnahme der positiven Aufladung der Ringplatte  $P_1$  bei den im vorigen Abschnitt (IIBd) besprochenen Versuchen gesehen werden. Dann muß allerdings auch noch, wie bemerkt, Elektronenrückkehr hinzugenommen werden.

#### D. Der Absolutwert der Austrittsgeschwindigkeit.

Die durch unsere Messungen festgelegte Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ist dadurch gekennzeichnet, daß die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Geschwindigkeit mit von Null an zunehmender Größe derselben wächst, in der Gegend von 2 Volt ein Maximum erreicht und dann in langsamerem Abfall gegen Null herabgeht. Die Angabe des Maximums, dessen Lage durch Differentiation der Zentralfeldkurve zu erhalten wäre, ist infolge der Schwankungen in den Einzelbeobachtungen mit einiger Unsicherheit behaftet. Wollte man in den Beobachtungswerten eine, wenn auch nur angenäherte Wiedergabe der Geschwindigkeitsverteilung der Glüh-elektronen erblicken, so würde man die wahrscheinlichste Geschwindigkeit auf etwa 2,15 Volt anzusetzen haben. Nimmt man dagegen Maxwellsche Verteilung der linearen Austrittsgeschwindigkeiten an, was jedenfalls formal die Erfahrung am treffendsten wiedergibt, so ist etwa 1,70 Volt als wahrscheinlichste Geschwindigkeit zu bezeichnen.

Was die größeren Geschwindigkeiten betrifft, so ist aus den Messungen nicht mit Sicherheit zu entscheiden, ob ein bestimmter Grenzwert vorliegt oder eine asymptotische Annäherung an die Nullachse erfolgt. Da von Hrn. Bumstead<sup>1)</sup> das Auftreten sehr rascher Elektronen behauptet worden ist, ist der Verlauf unserer Beobachtungen bei höheren Spannungen noch näher zu betrachten.

Es sei zunächst in Ergänzung der Tab. 1 in ausführlicherer Weise der bei der damals beschriebenen Methode (I) beobachtbare Gang der Ladungsaufnahme der Strahlenquelle mit der Spannung bei höheren Werten der letzteren verfolgt. Der die Strahlenquelle umgebende, auf Spannung geladene Zylinder (Fig. 1) wird für diese Versuche verkürzt, um auch an der Zylinderwand gegen früher höhere Felder zu erzielen.

1) H. A. Bumstead, Phil. Mag. 26. S. 233. 1913.

Tabelle 11.

Messung nach Methode I.

Präp. mit Alum. 0,001 g/qcm bedeckt.

Spannung am Zylinder	Aufladung des Präparatträgers Sk./Min.				
Volt					
+15	+28,4	29,1	29,9	29,9	29,3
100	29,7	29,0	30,3	29,6	29,2
500	28,9	30,2	29,5	29,7	
1000	29,5	29,8	29,6	29,9	
-15	-33,0	33,1	31,9	32,7	
100	43,5	43,5	43,1	43,2	42,8
500	44,1	42,9	43,3		
1000	43,4	43,3	43,0	43,6	43,2

Alle Elektronen der Hülle werden also schon bei Verzögerungen von 15 Volt vollständig zurückgehalten. Daß dies für die aus der Aluminiumfolie kommenden Elektronen (bei -15 Volt) scheinbar nicht zutrifft, erklärt sich, wie schon früher hervorgehoben, daraus, daß dabei noch nicht alle Elektronen der Hülle zum Präparatkopf gelangt sind. Die Konstanz der Werte von -100 Volt aufwärts zeigt jedenfalls, daß auch an der Folie keine Elektronengeschwindigkeiten über 100 Volt auftreten.

Weitere Anhaltspunkte liefern die Messungen im homogenen Felde.

Tabelle 12.

Spannung an Gegenplatte	Auf $P_1$ Ag 0,0059 g/qcm „ $P_2$ Ag 0,0053			Auf $P_1$ Al 0,00081 g/qcm „ $P_2$ Al 0,00081		
	Methode $a^1)$ Aufladung der Platte $P_1$			Methode $b$ Aufladung der Platte $P_2$		
	Sk./Min.			Sk./Min.		
Volt						
+12	+24,8	24,7		+61,8	62,0	
100	24,4	24,9		62,4	62,1	62,3
500	24,9	24,7	24,8	60,2	61,3	
1000	24,6			59,4	59,1	59,7
-12	-29,8	28,7	29,5	-41,0	40,9	40,8
100	29,2			41,2	41,6	40,8
500	28,2	29,3	29,4	41,4	40,7	41,3
1000	27,9			40,9	42,0	40,8

Ein merklicher Anstieg der Wirkung über 12 Volt ist nicht vorhanden, woraus wir schließen, daß jedenfalls *nicht*

1) Vgl. Tab. 9.

mehr als 1 v. H. aller vorkommenden Elektronen Geschwindigkeiten besitzen, deren Normalkomponenten 12 Volt merklich überschreiten. Als Grenzwert der Austrittsgeschwindigkeiten selbst kann hier nach in praktischer Hinsicht etwa 20 Volt angesehen werden. Unsere Versuche können also die Angaben des Hrn. Bumstead nicht bestätigen. Wir können andererseits auch seine Nebelbeobachtungen<sup>1)</sup> — da sie, wie aus Hrn. Wilsons<sup>2)</sup> Versuchen hervorgeht, durch Trägerdiffusion beeinträchtigt sein können — nicht als eine sichere Stütze seiner elektrischen Messungen ansehen.

Zu beachten bleibt noch die Tatsache, daß anstatt einer Zunahme der Aufladung mit wachsender Spannung sogar eine Abnahme auftreten kann. Wie man erkennt, erfolgt dies aber nur in den beiden sich entsprechenden Fällen positiver Spannung der Gegenplatte bei Methode *b* und negativer Spannung bei Methode *a*. Wir glauben, hierin eine Andeutung für die bei hohen Feldern sich fühlbarer machende Plattenbegrenzung zu sehen, die in diesem Sinne wirkt und bei größerem Plattenabstand auch schon im Bereich kleinerer Spannungen auftritt (vgl. IIBb).

### III. Zusammenfassung und Folgerungen.

1. Die nach mehreren Methoden im äußersten Vakuum durchgeführte Untersuchung der aus den Metallen Aluminium, Silber und Gold durch  $\alpha$ -Strahlen ausgelösten *Elektronenmengen* zeigt in erster Näherung Unabhängigkeit von der Natur des Metalls und von der  $\alpha$ -Strahlrichtung insofern, als kein wesentlicher Unterschied zwischen rechtläufigen und rückläufigen Elektronen erkennbar ist. Die emittierte Elektronenmenge ist aber — in qualitativer Übereinstimmung mit der bisherigen Kenntnis beobachtet — abhängig von der Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Strahlen in ganz analoger Weise wie bei Gasen. Sie beträgt etwa 10 Elektronen pro  $\alpha$ -Teilchen bei einer Geschwindigkeit der letzteren von  $1,5 \times 10^9$  cm/sec und steigt bei der halben Geschwindigkeit auf etwa 20.

2. Die *Austrittsgeschwindigkeiten der Elektronen* werden sowohl im zentralen als im homogenen elektrischen Felde

1) H. A. Bumstead, Phys. Rev. 8. S. 715. 1916.

2) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. A. 87. S. 277. 1912.



unter eingehender systematischer und kritischer Verfolgung der Zuverlässigkeit und Genauigkeitsgrenzen dieser Meßmethoden bestimmt, nachdem durch den Nachweis, daß der Elektronenaustritt keiner wesentlichen äußeren Beschleunigung bedarf, die prinzipielle Zulässigkeit der elektrischen Methoden festgestellt worden ist.

3. Die Messungen im zentralen elektrischen Felde liefern unter summarischer Zusammenfassung aller Emissionsrichtungen eine Geschwindigkeitsverteilung, welche mit derjenigen der Glühelktroden zwar große Ähnlichkeit hat, von ihr aber namentlich im späteren Verlauf im Sinne des bevorzugten Auftretens der größeren Geschwindigkeiten deutlich abweicht. Sie deckt sich dagegen innerhalb der Versuchsgenauigkeit vollkommen mit einer Maxwellschen Verteilung der linearen Austrittsgeschwindigkeiten.

4. Die nach drei verschiedenen Methoden vorgenommenen Messungen im homogenen elektrischen Felde liefern, ebenfalls mit Benutzung aller Emissionsrichtungen, eine Verteilung der Normalkomponenten der Austrittsgeschwindigkeiten, welche sich von derjenigen der Glühelktroden in geringem Maße wieder durch eine Bevorzugung der größeren Geschwindigkeiten unterscheidet, während sie wieder nahe vollständig einer Maxwellschen Verteilung der Lineargeschwindigkeiten entspricht.

5. Die Transformation der Homogenfeldkurve in diejenige des Zentralfelds führt zu so weitgehender Übereinstimmung mit der experimentellen Zentralfeldkurve, daß darin eine Sicherstellung nicht nur der unmittelbaren Versuchsergebnisse, sondern auch der Voraussetzungen zu erblicken ist, auf welchen deren Auswertung beruht. Diese sind: Unabhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilung von der Emissionsrichtung und Richtungsverteilung nach dem Cosinusetz. Die erste Voraussetzung wird auch direkt gestützt durch den Nachweis der Identität der Geschwindigkeitsverteilung für rechtläufige und für rückläufige Elektronen.

6. Ebenso wie die Geschwindigkeitsverteilung erweist sich der Absolutwert der Geschwindigkeiten unabhängig nicht nur von der Natur des Metalls und der Emissionsrichtung, sondern auch von der Geschwindigkeit der erregenden  $\alpha$ -Strahlung. Der wahrscheinlichste Wert liegt in der Nachbar-

schaft von 2 Volt. Ob die Anzahl der Elektronen mit größeren Geschwindigkeiten asymptotisch zu Null herabgeht, oder ob ein bestimmter Grenzwert der Geschwindigkeit vorhanden ist, kann nicht mit Sicherheit angegeben werden. In praktischer Hinsicht kann mit einer Grenze bei etwa 20 Volt gerechnet werden; höhere Geschwindigkeiten sind nicht mehr deutlich nachweisbar.

Aus der Gesamtheit dieses Erfahrungsmaterials ergibt sich, daß die Elektronenemission in den beiden in Vergleich gezogenen Erscheinungsgebieten der  $\delta$ -Strahlung und der Glühwirkung zwar nach sehr ähnlichen, aber offenbar doch nicht identischen Gesetzen abläuft. Die gefundenen Abweichungen sind allerdings aus zwei Gründen vielleicht weniger erheblich, als es den Anschein hat. Zunächst scheinen auch die experimentellen Untersuchungen der Geschwindigkeitsverteilung der Glühelktrenen Abweichungen von der theoretischen Kurve, die wir stets unseren Vergleichen zugrunde gelegt haben, zugunsten höherer Geschwindigkeiten anzuzeigen.<sup>1)</sup> Außerdem bleibt die theoretische Kurve bei den hohen Temperaturen, die zu den von uns beobachteten Elektronengeschwindigkeiten führen, schon infolge des Hinzukommens sekundärer Kathodenstrahlen nicht mehr streng bindend.

Es erscheint trotzdem bis auf weiteres nicht ausreichend gerechtfertigt, auf Grund gegenwärtiger Untersuchung beiden Erscheinungen einen völlig identischen Grundmechanismus zuzuschreiben<sup>2)</sup>, zumal dies kaum in bis jetzt ersichtlicher Weise den Einblick in diesen Mechanismus erleichtern würde.

1) W. Schottky, Ann. d. Phys. 44. S. 1011. 1914; H. F. Mayer, Diss. Heidelberg 1920 und Ann. d. Phys. 64. S. 451. 1921.

2) Ein von Hrn. P. L. Kapitza (Phil. Mag. 45. S. 989. 1923) unternommener theoretischer Versuch, unter diesem Gesichtspunkt die  $\delta$ -Strahlen als Glühelktrenen zu deuten und ihre Menge durch die Richardsonsche Formel auszudrücken, ist mir erst nach Abschluß der vorliegenden Arbeit bekannt geworden. Da er den Fall als reines Wärmeleitungsproblem behandelt, wird die emittierte Elektronenmenge nicht nur von den beiden Richardsonschen Konstanten, sondern auch von den thermischen Konstanten des emittierenden Materials abhängig. Es ist kaum anzunehmen, daß diese auf den zweifellos diskreten Charakter der Erscheinung nicht eingehende Art der Behandlung des Problems treffend ist.

Durch die auffallende Übereinstimmung unserer Ergebnisse mit einer Maxwellschen Verteilung<sup>1)</sup> der linearen Austrittsgeschwindigkeiten, die vielleicht mehr als formaler Art ist, wird offenbar eine besondere Gesetzmäßigkeit der  $\delta$ -Strahlenemission angedeutet. Wir erwarten einen tieferen Einblick von der Untersuchung der sekundären Kathodenstrahlung.

Zum Schlusse habe ich mit aufrichtigem Danke der besonderen Unterstützung dieser Arbeit seitens des Kaiser Wilhelm-Instituts für Physik und der freundlichen Überlassung der Hilfsmittel des Physikalischen Instituts durch Hrn. Geheimrat Lenard zu gedenken.

1) Wenn schon früher Hr. Hauser an einigen Stellen seiner angeführten Arbeiten behauptet, daß „die Geschwindigkeitsverteilung der von einer polonisierten Elektrode ausgehenden  $\delta$ -Strahlen ähnlich einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungskurve“ sei, so muß demgegenüber bemerkt werden, daß nirgends in diesen Arbeiten weder ein ausreichender experimenteller Beleg für diese Behauptung noch ein Anzeichen ausreichender theoretischer Einsicht, wie sie in unseren Gleichungen zum Ausdruck kommt, zu finden ist, und außerdem bleibt es unklar, was der Verf. unter seiner Aussage überhaupt streng versteht.

Heidelberg, Radiologisches Institut und Theoretisch-Physikalischer Apparat.

(Eingegangen 1. Juli 1924.)

## 2. *Über die Kolbenbewegung der Druckwage;* *von L. Holborn.*

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

In zwei Abhandlungen untersucht Hr. Michels<sup>1)</sup> die Genauigkeit und die Empfindlichkeit einer Druckwage von Schäffer & Budenberg. Er hat den Kolben der Wage nachträglich mit einer Vorrichtung versehen, wodurch er mittels eines Motors in Rotation versetzt werden kann. Ebenso wie bei dem ursprünglich von Hand bewegten Kolben ist die Geschwindigkeit dieser Rotation nicht konstant, da die Verbindung zwischen Motor und Kolben nach einer gewissen Zeit gelöst wird, so daß sich dieser mit abnehmender Geschwindigkeit frei bewegt. Auf diese Bewegung wendet Hr. Michels die Sommerfeldsche Theorie über die Drehung geschmierter Zapfen in horizontalen Lagern an und teilt außerdem Messungen des elektrischen Widerstandes der Ölschicht zwischen Kolben und Zylinder der Druckwage mit, welche dartun sollen, wie sich der Zusammenhang dieser Schicht mit der Geschwindigkeit ändert. Ist diese gering, so wird ein kleiner Widerstand beobachtet, woraus auf trockene Reibung geschlossen wird, während von einer gewissen Geschwindigkeit, dem „kritischen Wert“ an, ein großer Widerstand auftritt, der als nasse Reibung, d. h. als vollständige Benetzung des Kolbens mit Öl gedeutet wird. Ich lasse die Bündigkeit dieser Beweisführung dahingestellt und möchte mich nur gegen die folgenden Stellen wenden, wo über den Unterschied zwischen einer drehenden Bewegung des Kolbens und einer hin- und hergehenden, die zum Unterschied gegen die stets in derselben Richtung erfolgende als „schüttelnde“ bezeichnet werden möge, folgendes gesagt wird:

1) A. Michels, Ann. d. Phys. 72. S. 285. 1923 u. 73. S. 577. 1924.

„Die besten Resultate erhält man, wenn man den Kolben in Drehung versetzt, wenngleich Holborn einer hin- und hergehenden Bewegung den Vorzug zu geben scheint. . . . Im Zusammenhang mit den in obenstehender Mitteilung veröffentlichten Ergebnissen glaube ich dann auch die Ansicht von von Holborn bestreiten zu müssen.“

Zunächst möchte ich feststellen, daß das Schütteln des Kolbens, das Hr. Michel gar nicht versucht hat, das älteste Verfahren ist. Amagat<sup>1)</sup>, dessen Arbeiten den Nutzen des freien Kolbens in das hellste Licht gesetzt haben, benutzte es ausschließlich und führte es von Hand aus. Die Anwendung des Kolbenschüttelns ist auch heute keineswegs auf die Reichsanstalt beschränkt, sondern wird auch anderswo benutzt. Ich verweise z. B. auf die Arbeit von Bridgman<sup>2)</sup> über die Messung sehr hoher Drucke. Die erste Druckwage, welche die Firma Schäffer & Budenberg nach den Angaben und auf die Bestellung der Reichsanstalt 1899 herstellte, besaß nach Art des Amagatschen Instruments eine von Hand in Gang zu setzende Schüttelvorrichtung. Als diese später durch einen Motor bewegt werden sollte, war es schon durch die vorhandene Konstruktion geboten, diese Art der Bewegung beizubehalten, um so mehr, als die Geschwindigkeit des Schüttelns bei dieser Einrichtung, wo der Einfachheit halber die Verbindung zwischen Motor und Kolben ständig erhalten blieb und der Kolben stundenlang während der Beobachtungen ununterbrochen bewegt wurde, ohne Einfluß auf die Druckmessung war.

Spätere Versuche mit einer zweiten Druckwage zeigten, daß dieser Vorteil bei einer drehenden Bewegung des Kolbens nicht erhalten blieb. Wir haben diese Erscheinung auf den Einfluß des Mitnehmers geschoben, der ständig den Kolben berührte und der diesem leicht eine geringe vertikale Kraftkomponente mitteilen könnte. Der Gedanke, die Bewegung bei jeder Beobachtung auszuschalten, ist uns nicht gekommen, und wir sind bei dem Schüttelverfahren geblieben. Aus den Beobachtungen des Hrn. Michels muß man entnehmen, daß

1) E. H. Amagat, *Ann. de Phys. et de Chim.* 29. S. 68. 1893.

2) P. W. Bridgman, *Proc. Amer. Acad.* 44. S. 206. 1909.

der rotierende Kolben von der Geschwindigkeit auch dann abhängig ist, wenn er von dem Mitnehmer losgelöst wird.

In diesem Zusammenhang möchte ich noch auf einen andern Unterschied zwischen unserer Wage und der des Hrn. Michels hinweisen. Bei dieser drehen sich die Gewichte zusammen mit dem Kolben. Dies ist notwendig, wenn der von der Hand oder vom Motor losgelöste Kolben noch eine Zeitlang weiter rotieren soll. Denn andernfalls besitzt das System nicht die nötige Trägheit. Bei unserer Wage können die Gewichte in Ruhe bleiben, was dadurch erreicht wurde, daß man in die Tragstange ein Kugelgelenk einfügte. Durch diese Maßnahme sind auch die Betriebsbereitschaft und die Genauigkeit der Wage verbessert worden.

Endlich geht Hr. Michels noch auf meine Eichungsmethode ein und meint, daß dabei trotz des Schüttelns des Kolbens keine Schwierigkeiten auftreten; „handelt es sich aber um eine ganz allmähliche Belastungsvermehrung, und tritt dabei plötzlich eine Erscheinung, z. B. elektrischer Kontakt, auf, dann wird ein solches stoßweises Arbeiten sicher fehlerhafte Resultate liefern“. Nun sehe ich keinen großen Unterschied zwischen der Eichungsmethode des Hrn. Michels und der meinigen, und das Beobachtungsverfahren der Druckwage, bei dem es nicht auf den Stand, sondern auf die Bewegung oder Ruhe des Kolbens in seiner Auf- und Abwärtsbewegung ankommt, erfordert für eine genaue Messung die Konstanz oder wenigstens eine sehr langsame Änderung des Druckes, einerlei ob der Kolben rotiert oder geschüttelt wird. Träte bei der zweiten Bewegungsart des Kolbens, wie Hr. Michels annimmt, trockene Reibung ein, so müßten sich doch die Wirkungen davon an dem Kolben oder an der Zylinderwand bemerklich machen und eine Änderung des wirksamen Querschnittes hervorrufen. Hiervon zeigten sich jedoch nach jahrzehntelangem Gebrauch unserer Wage keinerlei Anzeichen.

(Eingegangen 14. Juli 1924.)

### 3. Die Messung elektrischer Spannungen vom Motorluftfahrzeug aus; von A. Wigand und T. Schlomka.

Inhalt: Ziel der Arbeit. — I. Methode zur Messung elektrischer Spannungen vom Motorluftfahrzeug aus. 1. Allgemeines. 2. Elektrometer. 3. Kollektoren. 4. Starrbefestigung der Kollektoren am Flugzeug. — II. Untersuchungen über die Selbstaufladung von Flugzeugmotoren. 1. Allgemeines. 2. Versuche von Dieckmann und Linke. 3. Versuche von Fuhrmann. 4. Eigene Versuche über die Selbstaufladung und ihre Ausgleichung. — Ergebnis der Arbeit.

#### Ziel der Arbeit.

Ziel der Arbeit ist, das Flugzeug der Messung des luftelektrischen Spannungsgefälles dienstbar zu machen und dabei zugleich die Frage der elektrischen Selbstaufladung von Flugzeugen und ihrer Beseitigung zu klären.

Das Flugzeug bietet für luftelektrische Messungen dem Freiballon gegenüber wesentliche Vorteile<sup>1)</sup>. Man ist bei ihm nicht von der Windrichtung abhängig und kann in jeder Höhe die zu einer Messung nötige Zeit verweilen, während der Ballon nur in Stabilitätsschichten längere Zeit schwimmt. Diese Schichten zeichnen sich aber durch besondere Temperaturverhältnisse aus, und in anderen Schichten kann der Ballon nur durch Ballastopfer gehalten werden, wodurch er sich jedoch elektrisch auflädt.

Für das Flugzeug bestehen diese Schwierigkeiten nicht. Man kann mit ihm in Stufen beliebiger Höhendifferenz Messungen anstellen oder gar durch einen gleichmäßigen Aufstieg kontinuierliche Werte bis zur Gipfelhöhe erhalten. Dazu sind aber Momentan-Methoden erforderlich, und diese lassen sich im Flugzeug leichter ausbilden als im Freiballon. Man ist so direkt zur Verwendung des Flugzeuges genötigt, wenn man es

1) A. Wigand, Die Naturwissenschaften 7. S. 487. 1919; Physik. Zeitschr. 22. S. 38. 1921; Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 4. Beiheft, S. 53, 1921.

auf die Erforschung der Feinstruktur der luftelektrischen Verhältnisse in der freien Atmosphäre abzielt.

Die im Flugzeug gewonnenen Methoden und Ergebnisse lassen sich leicht auf das *Luftschiff* übertragen und können zu dessen *Betriebssicherung* Verwendung finden.<sup>1)</sup> Durch laufende Kontrolle der Spannung vom Luftfahrzeug aus kann man sich über das Auftreten hoher Spannungsunterschiede, die zu Funkenentladungen Anlaß geben könnten, unterrichten und deren Beseitigung durch einen geeigneten Ausgleicher vornehmen. Oder man bildet nach einem Vorschlag von Ebert<sup>2)</sup> den Spannungsanzeiger so aus, daß er beim Auftreten gefährlicher Spannungen selbsttätig einen Ausgleicher einschaltet. Außerdem wird mit dem Spannungsanzeiger der Luftschiffführer bei Gewitterlage zur Auswahl elektrisch und damit auch dynamisch unbedenklicher Luftschichten befähigt durch Änderung von Höhenlage und Kurs, was besonders im Weitluftverkehr bei unvollständiger, meteorologischer Beratung von Wert ist.

Im folgenden gehen wir zunächst auf das allgemeine Meßverfahren ein und beschreiben die Konstruktion, Befestigung und Wirkung der bei den Untersuchungen verwendeten Instrumente sowie ihre Erprobung im Laboratorium und im Fluge. Im zweiten Teile besprechen wir die bisher unternommenen Versuche über elektrische Selbstaufladung von isolierten Explosionsmotoren am Stand und bringen sodann unsere eigenen Untersuchungen über die Aufladung von Flugzeugmotoren beim Fluge und ihre Beseitigung.

## I. Methode zur Messung elektrischer Spannungen vom Motorluftfahrzeug aus.

### 1. Allgemeines.

Das Prinzip der Messung des Spannungsabfalls in der nächsten Umgebung eines Flugzeugs ist das gleiche wie beim Freiballon: Hier läßt man zwei Sonden (Kollektoren), gut vom Ballon und voneinander isoliert, vom Korbe herab und mißt ihre gegenseitige Spannungsdifferenz mit einem im Korbe

1) Vgl. mit Bezug auf die hier zu beschreibenden Anordnungen das Ergebnis des Wettbewerbs zur Hebung der Sicherheit auf Verkehrsflughäfen, Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 12. S. 264. 1921.

2) H. Ebert, Über Luftelektrizität. Denkschr. d. 1. internat. Luftschiffahrtsausstellung zu Frankfurt a. M. 1909, Bd. I.



befindlichen Elektrometer; oder man benutzt den Ballon selber als den einen Bezugskörper (wobei man ihn zweckmäßigerweise noch mit einem an bestimmter Stelle anzubringenden Zusatzausgleicher versieht) und stellt die Spannungsdifferenz zwischen Ballon und einem nach unten ausgelassenen oder seitlichen Kollektor fest<sup>1)</sup>.

Bei unsern Flugzeugmessungen haben wir uns von vornherein auf dieses „Einkollektorverfahren“ beschränkt, da schon ein sachgemäßes Anbringen eines Kollektors im Flugzeug umständlich genug ist. Das Zweikollektorverfahren würde für die zunächst zu klärende Frage der Flugzeugeigenladung eine unnötige Erschwerung bedeuten.

Es wurde bei den ersten vier Flügen ein Kollektor während des Fluges an einem leitenden Draht vom Flugzeug etwa 5 m frei herabgelassen und der Spannungsunterschied zwischen Kollektor und Flugzeug an einem im Beobachterraum befindlichen Wulfschen Zwei-Fadenelektrometer gemessen. Dieses Verfahren bewährte sich jedoch nicht. Es wurde deshalb bei den darauf folgenden Flügen der Kollektor vor dem Start an einer am Flugzeugrumpf befestigten und nach vorne und hinten genügend verspannten Stahlrohrstange etwa 1 m höher als der Auspuff starr angebracht (Abschnitt I 4).

Das Flugzeug selber nimmt, wenn es keine Eigenladung besitzt, eine bestimmte Spannung an, die wegen der Leitfähigkeit der Auspuffgase derjenigen Niveaufläche entspricht, die im ungestörten elektrostatischen Erdfelde durch den Auspuff geht.

Befindet sich, wie es bei unseren Versuchen der Fall war, der Auspuff über der oberen Tragfläche, so ist das Gebiet oberhalb des Auspuffs nur wenig gestört; und ein mittels der Starrbefestigung 1 m hoch in dieses Gebiet gebrachter Kollektor müßte bei einem von oben nach unten gerichteten, ungestörten natürlichen Spannungsgefälle vom 100 Volt/Meter eine um rund 100 Volt höhere Spannung annehmen als das Flugzeug.

Unterhalb des Flugzeuges ist das Feld beträchtlich deformiert, und der zwischen dem Flugzeug und einem nach unten ausgelassenen Kollektor gemessene Spannungsunterschied muß mit einem Reduktionsfaktor multipliziert werden, damit man

1) E. Everling, Verh. d. D. Physik. Ges. **16**. S. 240. 1914; E. Everling u. A. Wigand, Ann. d. Phys. **66**. S. 261. 1921.

das wahre Spannungsgefälle erhält. Die Bestimmung dieses Reduktionsfaktors geschieht durch Modellmessungen, wie sie von Müller<sup>1)</sup> zu diesem Zwecke schon vorgenommen worden sind.

Gleich bei den ersten Messungen zeigte sich eine Abhängigkeit des Spannungsunterschiedes Kollektor—Flugzeug von der Umdrehungszahl des Motors, ein Zeichen dafür, daß das Flugzeug eine Eigenladung annahm, deren Größe sich mit der Drehzahl änderte.

Eine Eigenladung ändert das Feld in der Umgebung des Flugzeuges. Bei geringer positiver Ladung tritt in einem von oben nach unten gerichteten Felde eine sonst oberhalb des Flugzeuges verlaufende Niveaufläche in das Flugzeug ein, und man hat über dem Flugzeug eine Auflockerung der Niveauflächen, unter ihm eine Anhäufung derselben. Überschreitet aber die positive Eigenladung einen bestimmten Wert, so bildet sich unmittelbar über dem Flugzeug ein Gebiet umgekehrten Spannungsgefälles aus; oberhalb dieses Gebietes herrscht dann wieder die normale Richtung des natürlichen Gefälles, jedoch mit geschwächtem Gradienten. Unterhalb des Flugzeuges ist auch bei dieser hohen Eigenladung die Feldrichtung die des ungestörten Feldes mit verstärktem Gradienten.<sup>2)</sup>

## 2. Elektrometer.

Als Spannungsmesser fanden Wulfsche Zweifadenelektrometer mit stärkerer Fadenspannung als sonst üblich (Empfindlichkeit 5 Volt je Skalenteil) Verwendung. Bei den ersten Flügen in einer Sablatnig-Limousine wurde das Elektrometer vom Beobachter mit der Hand gehalten, bei den andern Aufstiegen dicht über dem Rumpf zwischen Beobachter und Flugzeugführer angebracht. Um die Motorschütterungen nicht auf die Elektrometerfäden zu übertragen, wurde das Instrument anfangs an straff gespannten Federn befestigt, und, da auch hierbei die Schwingungen nicht genügend gedämpft waren, schließlich

1) W. Müller, Ann. d. Phys. **63**. S. 585. 1920.

2) Man vergleiche hierzu Tafel IV von Maxwells Treatise, wo die Störung eines homogenen Feldes durch eine geladene Kugel dargestellt ist, und die Figg. 12—14 der zitierten Müllerschen Arbeit, welche die gestörte Feldgestaltung in der Umgebung des Korbes eines verschieden stark elektrisch geladenen Ballons zeigen.

auf ein Gummi-Luftkissen gesetzt, das auf einem im Beobachter-  
raume angebrachten Brett ruhte (vgl. Fig. 4).

Trotzdem schlangen die Fäden noch. Die hierdurch be-  
wirkte Verbreiterung eines Fadens betrug 1—2 Skalenteile,  
ging mitunter aber auch bis auf 10 Skalenteile. Die früher ver-  
wandten platinbestäubten Quarzfäden sind solchen dauernden  
Beanspruchungen nicht gewachsen und werden durch Verlust  
ihrer leitenden Platinschicht allmählich unbrauchbar, so daß  
nur Platinfäden in Frage kommen.

Der normale Meßbereich der beiden zur Verfügung stehenden  
Elektrometer (160 Skalenteile = 600 und 800 Volt) reichte bei  
den meisten Versuchen nicht aus. Eine Erweiterung durch  
das Elektrometerwehr von Dieckmann<sup>1)</sup> oder den Wulfschen  
Influenzaufsatz<sup>2)</sup> hätte das Instrument zu unhandlich gemacht.  
Es wurde deshalb vor dem Start oder im Fluge der rechte  
Elektrometerfaden auf das rechte Ende der Skala eingestellt,  
wobei das Elektrometer durch gleichzeitiges Berühren von Lade-  
sonde und Gehäuse entladen war, und bei den Beobachtungen  
nur der Stand des linken Fadens abgelesen. So konnten  
Spannungsunterschiede von 1200 und 1600 Volt gemessen  
werden.

Da die Schwankungen des Leitungsdrahtes die Elektro-  
metersonde stark beanspruchten und infolgedessen die Bern-  
steinisolation beschädigten, wurde die Sonde in einen Hart-  
gummiisolator gesteckt, der genau in die Öffnung des Elektro-  
meterdeckels paßte und so die Beanspruchungen aufnahm.

Das Gehäuse des Elektrometers war bei den Messungen  
durch einen Draht mit dem Motor oder anderen Flugzeug-  
teilen leitend verbunden.

### 3. Kollektoren.

#### a) Allgemeines.

Aufgabe eines Kollektors ist schnelle Beseitigung eines  
Spannungsunterschieds zwischen einem mit dem Kollektor  
leitend verbundenen System und der Luft am Orte des Kolle-  
ktors, so daß dieser nach seiner Einstellung die Spannung des  
betreffenden Luftpunktes (oder eines in der Nähe gelegenen

1) M. Dieckmann, *Physik. Zeitschr.* **13.** S. 108. 1912.

2) Th. Wulf, *Physik. Zeitschr.* **11.** S. 1090. 1910.

Referenzpunktes) annimmt. Die Kollektoren (auch Potentialausgleicher, Sonden, Elektroden genannt) wirken entweder dadurch, daß sich geladene Teilchen von ihrer Oberfläche lösen, bis die durch das umgebende Feld auf ihnen influenzierte Ladungsdichte Null geworden ist, oder dadurch, daß sie die Ionisation der umgebenden Luft vergrößern; unter der Wirkung des Feldes zwischen einem solchen Kollektor und der Umgebung wandern dann die Ionen heran und bringen den Kollektor auf das Potential seines Referenzpunktes. Beide Arten von Kollektoren können entweder als *Meßsonde* zur Feststellung der Größe und Richtung eines gegebenen Feldes Verwendung finden und sollen im folgenden dann einfach als „Kollektoren“ bezeichnet werden. Oder man benutzt ihre *Ausgleichswirkung* zur Beseitigung der auf einem System vorhandenen elektrischen Ladung; in dieser Eigenschaft sollen sie „Ausgleicher“ heißen.

Als kennzeichnend für die Güte eines Kollektors wird zunächst seine *Halbwertzeit* angesehen, d. h. die Zeit, die bis zur Beseitigung der Hälfte des anfänglichen Spannungsunterschiedes verstreicht. Die Bestimmung dieser Größe fällt aber bei der meist schnellen Wirksamkeit der von uns benutzten Kollektoren und den Beobachtungsschwierigkeiten im Fluge zu ungenau aus. Wir geben deshalb stets die *Ladezeit* an und verstehen darunter die Zeit bis zur Ausgleichung der anfänglichen Spannungsdifferenz auf 5 Proz., d. h. bis zur praktischen Erreichung des Endwertes der Spannung. Diese 5 Proz. Fehler der Spannungsablesung bewirken für die Ladezeit eine Ungenauigkeit von etwa 20 Proz. Weitere 5 Proz. Fehler kommen auf die Bestimmung der wenige Sekunden betragenden Zeit, so daß die Genauigkeit der Ladezeit etwa 25 Proz. wird.

Die Bestimmung der Ladezeit geschieht so: Man merkt sich den Spannungs-Endwert, den das Elektrometer nach längerer Kollektorwirkung anzeigt, entlädt und stellt dann sofort die Zeit bis zur Erreichung desselben Wertes mit der  $\frac{1}{5}$  Sekunden-Stoppuhr fest.

Bei Verwendung eines Kollektors zu Ausgleichszwecken ist zu beachten, daß sich seine Ladezeit mit einer Veränderung der Kapazität des mit ihm leitend verbundenen Systems ändert, ohne daß jedoch hierdurch der Ausgleichsvorgang selbst geändert würde. Die Lade- oder Halbwertzeit ist daher nur ein *relatives* Maß für die Wirksamkeit verschiedener Kollektoren oder

Ausgleicher bei ungeänderter Versuchsanordnung. Das *Absolutmaß*, unabhängig von der Kapazität, ist vielmehr die *Entladestromstärke pro Volt Spannungsdifferenz*. Wir nennen diese pro Volt und Sekunde vom Kollektor weggeschaffte Elektrizitätsmenge seinen *Leitwert*  $\lambda$ . Zur Ermittlung des Leitwerts<sup>1)</sup> lädt man eine mit einem Elektrometer verbundene Kapazität  $C$  auf ein Potential  $V$  und entlädt sie mittels des zu untersuchenden Kollektors, der sich in einem Raume von Potential  $V_0$  befindet. Aus der zeitlichen Änderung der Spannung erhält man dann die Intensität des Entladungsstromes:  $J = -C \cdot \frac{dV}{dt}$ .

Dieses  $J$  ist nun der Spannungsdifferenz  $(V - V_0)$  proportional. Man erhält also als Entladestromstärke pro Volt Spannungsdifferenz oder Leitwert:  $\lambda = \frac{C}{V_0 - V} \cdot \frac{dV}{dt}$ .

Ebenso kennzeichnend und vielleicht noch anschaulicher ist der reziproke Wert von  $\lambda$ , der „scheinbare Widerstand“ des Kollektors.

Von den am Erdboden und im Freiballon bisher verwendeten Kollektoren (Wasser-, Flammen-, Lunt-, radioaktiven, Spitzen-, lichtelektrischen und mechanischen [Influenz-]Kollektoren) scheiden die *Spitzenkollektoren* als zu unwirksam von vornherein aus, und auch die *lichtelektrischen Sonden* kommen, wenn sie auch gelegentlich mit Erfolg im Freiballon benutzt worden sind<sup>2)</sup>, ihrer großen Ladezeit wegen<sup>3)</sup> nicht in Frage. *Flammen* werden bei den vorkommenden Windgeschwindigkeiten ausgeblasen. *Lunt* haben sich im allgemeinen auch nicht als brauchbar erwiesen; doch lag die Vermutung nahe, daß sie bei der großen Ventilation im Flugzeug besser wirken würden. Dahingehende Versuche, die wir im künstlichen Winde anstellten (siehe den folgenden Abschnitt), entsprachen jedoch nicht den Erwartungen, und so mußten denn die bisher auch sonst meistens benutzten *radioaktiven* und *Wassertropf-* oder *Zerstäuber-Kollektoren* den Flugzeugmessungen angepaßt werden, was auch nach längeren Versuchen gelang.

1) E. v. Schweidler, Wien. Akad. Ber. (IIa) 107. S. 226. 1898.

2) H. Ebert, Gerlands Beiträge zur Geophysik 6. S. 78. 1903.

3) H. Dember, Leipziger Akad.-Ber. mathem. phys. Klasse, 1910. S. 218.

Einen *mechanischen Kollektor*, wie er neuerdings auf dem Schiffe bei den *Carnegie-Fahrten*<sup>1)</sup> benutzt worden ist, haben wir im Flugzeug noch nicht ausprobiert. Doch dürfte er, besonders in der schon von Palmieri<sup>2)</sup> angegebenen Form als *rotierender Kollektor*<sup>3)</sup> („elektroatmosphärische Maschine“) sich auch im Flugzeug benutzen lassen, zumal hier der Fahrtwind den Rotationsmechanismus entbehrlich macht und man die gewünschte Umdrehungszahl durch geeignete Blattstellung des als Luftschaube auszubildenden rotierenden Armes erreichen kann.

#### b) Luntenversuche.

Schon 1788 ersetzte Volta die bis dahin verwendeten Spitzen durch brennende oder glimmende Körper, wie Kerzen oder Schwefelfäden, und Le Cadet hat bei mehreren Freiballonfahrten als Kollektoren Luntten benutzt, die er aus in Bleinitrat getränktem Fließpapier herstellte.

Doch haben die späteren Untersuchungen eine ziemlich lange Ladezeit für dergleichen Luntten ergeben.<sup>4)</sup> Auch zeigten sie eine Eigenladung von mehreren Volt.<sup>5)</sup>

Über das Verhalten der Luntten bei hohen Windgeschwindigkeiten liegen jedoch bisher noch keine Versuche vor. Wir haben deshalb Filtrierpapier mit den verschiedensten Nitraten getränkt, nach dem Trocknen das Papier zu etwa 10 cm langen und 1½ cm dicken Rollen gewickelt und diese mit Kupferdraht umwunden, der zugleich als Zuleitungsdraht zum Elektrometer diente. Die so hergestellten Luntten wurden von 2 Isolatoren dicht vor der Mündung eines Ventilators gehalten und nach dem Anzünden einem Wind bis zu 50 m/sec Geschwindigkeit (gemessen durch den Staudruck) ausgesetzt. An dem mit ihnen verbundenen Elektrometer ließ sich die Selbstaufladung während des Glühens verfolgen. Mit einem Wannerschen Pyrometer konnte die Temperatur der glühenden Stelle gemessen werden. Das Ergebnis der Versuche war, daß ohne Vorhandensein einer Anfangsladung oder eines

1) W. F. G. Swann, Terr. Magn. and Atm. Electr. 1914. S. 182.

2) Palmieri, Die atmosph. Elektr., Wien 1884. S. 27.

3) Le Cadet, Etude du champ électr. de l'atmosphère. Paris 1898. S. 44.

4) V. Conrad, Wien. Akad.-Ber. (IIa) 111. S. 339. 1902.

5) F. Linke, Dissert. Berlin 1901. S. 25.

äußeren elektrischen Feldes die Luntten sich selbst aufladen, und daß ihre Eigenladung mit der Windgeschwindigkeit zunimmt. Luntten sind daher bei großen Windgeschwindigkeiten als Kollektoren vollkommen unbrauchbar.

Als Beispiel greifen wir folgenden Versuch heraus: Eine angezündete Aluminiumnitrat-Lunte erzeugte

bei einer Windgeschwindigkeit von	37	43	46	49 m/sec
eine Aufladung des Systems Lunte-				
Elektrometer auf	70	90	92	120—170 Volt.

Alle untersuchten Nitrate (Strontium-, Quecksilber-, Barium-, Kalium-, Natrium-, Lithium-, Nickel-, Silber-, Blei- und Carbonatotetraminocobalto-Nitrat) zeigten solche (positiven) Aufladungen, die sich leicht aus der verschiedenen Beweglichkeit der beim Glühen gebildeten Ionen erklären lassen. Die glühenden Stellen der Luntten hatten Temperaturen von  $1100^{\circ}$ — $1950^{\circ}$ .

#### c) Radioaktive Kollektoren.

Der zu den beiden ersten Flügen benutzte radioaktive Kollektor Nr. I war dem bei früheren Ionisationsmessungen im Flugzeuge von uns<sup>1)</sup> verwendeten Ausgleicher nachgebildet. Er bestand aus einem zylindrischen Vorderteil, hatte oben zur Stabilisierung zwei horizontale Flossen und lief nach hinten aus in einen aktivierten Schwanz, ein als Leitflosse vertikal gestelltes Platinblech von  $6,5 \times 3$  cm mit elektrolitisch niedergeschlagenem RaF. Über dem Schwerpunkt dieses Kollektors war eine Drahtlitze befestigt, die zum Elektrometer führte. Ein Hartgummi-Isolator am Tragflächenstiel der bei diesen Versuchen benutzten Sablatnig-Limousine und ein zweiter Isolator im offenen Kabinenfenster verhinderten eine Berührung des Leitungsdrahtes mit irgendeinem Flugzeugteil.

Der Kollektor wurde vor dem Start bis dicht an den Tragflächenisolator gezogen und während des Fluges vom Beobachter durch Auslassen des Leitungsdrahtes hinuntergelassen. Der Draht nahm infolge seines Luftwiderstandes und des Gewichtes des Kollektors die schon aus der drahtlosen Telegraphie im

1) A. Wigand u. H. Koppe, Mitt. d. Naturf. Ges. zu Halle. 6. S. 3. 1921.



Flugzeug<sup>1)</sup> bekannte, nach hinten durchgebogene Form an; der Kollektor selber machte dieselben Schwankungen wie die Antenneneier<sup>1)</sup> und änderte seinen etwa 4 m betragenden Höhenabstand vom Flugzeug um mehrere Dezimeter bei kleinen Geschwindigkeits- und Höhenschwankungen des Flugzeuges. Auch die Beschwerung des Kollektors durch Anbringen von einigen Bleiplatten unterhalb des Zylinders verhinderte



Wulfelektrometer, Isolatoren und radioaktiver Flugzeugkollektor Nr. II  
(Laboratoriumsaufstellung).

Fig. 1.

diese Höhen- und Seitenschwankungen nicht. Da auch die Ladezeit des Kollektors sehr groß war (etwa 1 min), so wurde durch eine Neukonstruktion ein im Fluge ruhiger stehender radioaktiver Kollektor mit kürzerer Ladezeit zu erzielen versucht.

Dieser neue Kollektor (Nr. II) erhielt Stromlinienform, um bei großem Gewicht einen möglichst geringen Luftwiderstand zu erzielen (Fig. 1). In den 16 cm langen Zinkgußkörper von

1) R. Baldus u. R. Hase, *Jahrb. f. drahtl. Tel.* 15. S. 359. Fig. 2 1920; E. Niemann, *Funkentelegraphie für Flugzeuge*. Berlin 1921. S. 46ff.



2,8 cm Durchmesser waren hinten vier mit RaF aktivierte Kupferfloßen (je  $3 \times 3,6$  cm groß) eingesetzt, die gleichzeitig als Stabilisierungsflächen dienten. Der durch den Schwerpunkt des Zinkkörpers gehende Aufhängedraht aus Bronzelitze wurde wieder über zwei Hartgummi-Isolatoren an den Hinterkanten der linken Tragflächen eines Sablatnig-Doppeldeckers zum Elektrometer geführt.

Infolge der günstigeren Widerstandsform dieses Kollektors bog sich der Aufhängedraht nicht ganz so weit zurück wie bei dem vorigen Kollektor; auch stand dieser Kollektor ruhiger im Fluge, zeigte aber immerhin noch merkliche Höhen und Seitenschwankungen. Seine Wirksamkeit war auch nicht viel besser als die des ersten Kollektors; die Ladezeit betrug 40–50 sec.

Es lag die Vermutung nahe, daß diese schlechte Wirkung der beiden Kollektoren durch die Lage der aktivierten Flächen am Ende der Kollektoren bedingt war. Der Fahrtwind bläst die durch die  $\alpha$ -Strahlen leitend gemachte Luft sofort hinten weg, und es kann daher ein Ausgleich der Spannung zwischen Kollektor und umgebender Luft nur am äußersten Ende des Kollektors erfolgen.

Zur Prüfung dieser Vermutung wurde zunächst ein kreisförmiges, mit RaF aktiviertes Platinblech von  $1\frac{1}{2}$  cm Durchmesser aufgeladen und einem schwachen künstlichen Luftstrom im Laboratorium ausgesetzt. Dabei stellten wir die Zeit für den Abfall der Spannung auf  $\frac{1}{5}$  des Anfangswertes bei verschiedenen, durch den Staudruck gemessenen Windgeschwindigkeiten fest. Es ergab sich, wie schon von früher her bekannt, eine beträchtliche Abnahme der Entladungswirkung mit der Windgeschwindigkeit:

Windgeschwindigkeit in m/sec . .	0	0,9	1,5	3	0
Zeit gleichen Spannungsabfalls in sec . . . . .	18	23	28	37	19

Entgegen der Annahme von Linke<sup>1)</sup> nähert sich die Ausgleichswirkung auch bei höheren Windgeschwindigkeiten nicht einem Grenzwerte, sondern nimmt auch dann noch immer mehr ab, wie nachstehender Versuch zeigt, bei dem

1) F. Linke, Physik. Zeitschr. 4. S. 661. 1903.

dasselbe Platinblech einem stärkeren Luftstrom ausgesetzt war, zu dessen Stärkemessung eine Bruhnsche Düse diente. Beobachtet wurde hierbei die Zeit des Spannungsabfalls auf  $\frac{1}{3}$  des Anfangswertes.

Windgeschwindigkeit in m/sec . .	0	30	35	40	45	0
Zeit gleichen Spannungsabfalls in sec . . . . .	11,8	112	116	130	136	11,6

Diese Ergebnisse wurden auch bei Versuchen mit dem Kollektor Nr. II bestätigt (vgl. folgende Tabelle, a). Zugleich zeigte sich, daß die Ausgleichswirkung besser war, wenn man den Kollektor umkehrte (b), so daß der aktivierte Teil zuerst vom Winde bestrichen wurde. Die ionisierte Luft kann dann auf einer längeren Strecke beim Vorbeistreichen an den Metallteilen des Kollektors einen Spannungsausgleich bewirken.

Windgeschwindigkeit in m/sec . .	0	15	20	23	26	0
Zeit gleichen Spann.-Abfalls in sec:						
a) aktivierter Teil am Ende des Kollektors . . . . .	41	122	172	184	210	42
b) aktivierter Teil am Anfang des Kollektors . . . . .	36	64	77	84	95	40
c) wie b), jedoch mit vorgehal- tener Schale . . . . .	38	57	60	59	62	40

Selbst wenn es gelänge, durch stärkere Aktivierung die Wirksamkeit erheblich zu steigern, so würde doch die starke Abhängigkeit der Wirkung von der Ventilation eine Verwendung von radioaktiven Kollektoren in Motorluftfahrzeugen ausschließen, wenn man es auf die Messung zeitlich nicht konstanter Spannungen absieht. Die folgende Überlegung führt jedoch, ohne daß man zur Verwendung extrem starker radioaktiver Präparate gezwungen wäre, zur Konstruktion eines radioaktiven Kollektors von genügend kurzer Ladezeit und praktisch ausreichender Konstanz bei allen in Betracht kommenden Luftgeschwindigkeiten.

Der Strömungszustand hinter einem Hindernis von geeigneter Form kann infolge der Wirbelbildung so gestaltet werden, daß die Belüftung eines in die Wirbelluft gebrachten Körpers oberhalb einer gewissen Geschwindigkeitsgrenze nur wenig von der Luftgeschwindigkeit abhängt. Diese Erfahrung

wurde bereits früher bei der Belüftung des Thermometers eines Flugzeug-Meteorographen<sup>1)</sup> gemacht.

Für den vorliegenden Fall schraubten wir in einem Versuch auf das Vorderende des Kollektors Nr. II, dessen Flossen hierbei nicht aktiviert waren, einen mit RaF aktivierten Kupferzylinder (1 cm dick, 3 cm lang) und brachten 3 cm vor dessen Spitze eine Porzellanschale von 3 cm Tiefe und 7 cm Öffnungsweite. Bei dieser Anordnung nahm die Wirksamkeit des Kollektors (vgl. vorige Tabelle, c) mit Steigerung der Ventilation von 0 auf 26 m/sec nur um etwa 50 Proz. ab, während ohne Vorsetzung der Schale bei derselben Ventilationssteigerung eine Vergrößerung der Entladungszeit auf das  $2\frac{1}{2}$ -fache (Tabelle, b) bis 5-fache (Tabelle, a) eingetreten war. Auch die gewünschte Unabhängigkeit der Entladungswirkung von der Luftgeschwindigkeit innerhalb des beim Fluge in Betracht kommenden Geschwindigkeitsbereichs war durch das Vorsetzen der Schalen erreicht worden.

Wir probierten dann im Windkanal die günstigste Größe und Form der Vorsatzschale aus und konstruierten auf Grund der gemachten Erfahrungen einen neuen radioaktiven Kollektor (Nr. III) mit Radiothor als aktiver Substanz (Fig. 2).

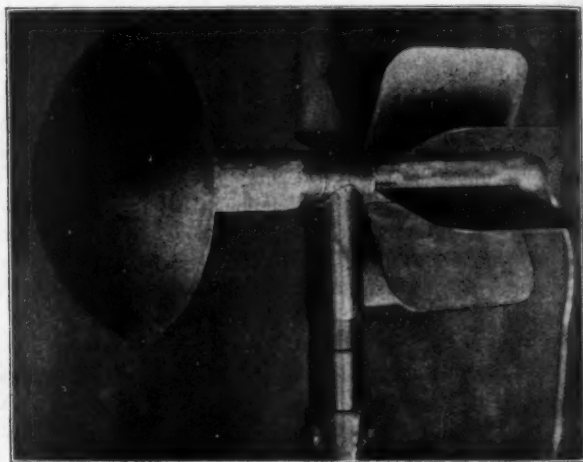
Man sieht hinter der Vorsatzschale die helle, mit 0,5 mg Radiothor aktivierte Fläche und am Ende 8 Flossen, die der ionisierten Luft eine große Oberfläche zum Ladungsausgleich bieten. Das nach unten gehende Halterohr sitzt auf einem Hartgummiisolator. Am Schwanzende wird der Zuleitungsdraht festgeklemt.

Rauchversuche über den Strömungszustand im Wirbelfelde hinter der Schale, die wir im künstlichen Luftstrom anstellten, zeigten, daß durch das Vorsetzen der Schale die Geschwindigkeit der an der aktivierten Fläche vorbeistreichenden Luft bedeutend verringert worden war: durch ein Rohr dorthin geblasener Rauch hielt sich bei vorgesetzter Schale bedeutend länger als ohne die Schale.

Dieser Kollektor erfüllt die an ihn gestellten Forderungen: er besitzt eine kurze Ladezeit, zeigt hinreichende Konstanz dieser Ladezeit innerhalb der beim Fluge in Frage kommenden Windgeschwindigkeiten, ist konstruktiv zuverlässig und im

1) A. Wigand, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 9. S. 137. 1920/21.

Gebrauche bequem. Er bedarf keiner Wartung, nur empfiehlt sich eine öftere Reinigung seines Hartgummiisolators, am einfachsten durch Abwaschen mit Seifenwasser, Nachspülen und Abtrocknen mit einem sauberen Tuche.



Flugzeugkollektor Nr. III mit Radiothor.

Fig. 2.

Der Kollektor hat sich bei vielen Flügen gut bewährt. Sein Verhalten in künstlichem Luftstrom bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten wurde in mehreren Versuchsreihen untersucht. Ein Beispiel zeigt folgende Tabelle:

Windgeschwindigk. in m/sec	0	17	21	25	30	34	34*	34**	0
Zeit gleichen Spannungsabfalls in sec . . . . .	1,2	0,8	0,8	0,8	1,0	1,0	2,5	1,5	1,2

\* = Kollektor quer zum Winde gestellt.

\*\* = Kollektor mit der Schale nach hinten gestellt.

Die in der zweiten Zeile der Tabelle angegebenen Werte sind nicht Ladezeiten, sondern Zeiten gleichen Spannungsabfalls; beobachtet wurde dabei der Rückgang des rechten Elektrometerfadens vom Skalenteil + 60 auf 0. Die Genauig-

keit der mit der  $\frac{1}{5}$ -Sekunden-Stoppuhr ausgeführten Zeitmessung ist 0,2 sec.

Man ersieht hieraus, daß durch diese Konstruktion ein Kollektor erzielt worden ist, der im Flugwind noch besser wirkt als ohne Ventilation. Die Ladezeit im Flugwind beträgt 3 sec, ohne Ventilation etwa das Doppelte. Diese Verkürzung der Ladezeit ist auch aus der folgenden Tabelle zu ersehen, die im übrigen zur Feststellung des Leitwerts für den Radiothor-Kollektor dient. Um den Entladungsvorgang für genauere Zeitbestimmung zu verlangsamen, wurde ein Kondensator mit dem Radiothor-Kollektor und dem Elektrometer verbunden und so die Kapazität auf 1400 cm erhöht; die Bestimmung einzelner Punkte der Entladungskurve geschah mit einer Sekundenuhr.

Abgelesene Voltzahl		133	118,5	104	89	74	59	39
Abgelesene Zeit in sec bei einer Windgeschwin- digkeit von:	0 m/sec	0	7	15	25	40	60	85
	0 "	0	7,5	16	26	41	57	80
	17 "	0	5	10	15	22	32	45
	17 "	0	5	10	15	22,5	32	45
	21 "	0	5	11	16	24	34	47
	21 "	0	5	10	15	24	34	47
	25 "	0	5	11	17	25	35	50
	27 "	0	5	10	16	25	35	50
	29 "	0	6	11	19	27	39	55
	32 "	0	5	11	17	26	38	55
	34 "	0	5	11	20	28	40	58
	[36 "	0	5	13,5	21,5	32	46	67] ?
	0 "	0	9	19	32	46	64	95
	0 "	0	9	17	27	40	60	90
$i \cdot 10^{11}$ Amp./Volt im Mittel bei 17—27 m/sec		3,6	3,8	4,3	3,8	3,8	4,6	
		(Mittelwert 4,0)						

Man erhält aus diesen Beobachtungen nach der angegebenen Formel den *Leitwert*  $\lambda$  des Kollektors (Entladestromstärke pro Volt Spannungsdifferenz) z. B. bei 21 m/sec Windgeschwindigkeit und für den Anfang der Entladungskurve:

$$\begin{aligned}
 \lambda_{21} &= C \cdot \frac{dV}{dt} \cdot \frac{1}{V_0 - V} \\
 &= \frac{1400}{9 \cdot 10^{11}} \text{ Farad} \times \frac{14,5 \text{ Volt}}{5 \text{ sec}} \times \frac{1}{\left( \frac{133 + 118,5}{2} \right) \text{ Volt}} \\
 &= 3,6 \cdot 10^{-11} \text{ Amp./Volt.}
 \end{aligned}$$

Aus den gemessenen Werten bei 17 bis 27 m/sec sind die Werte von  $\lambda$  berechnet und die Mittelwerte unten in die vorstehende Tabelle eingetragen worden. Der Gesamtmittelwert ist  $\lambda = 4,0 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt. Ein ausgesprochener Gang in den Abweichungen der für die verschiedenen Spannungen gefundenen  $\lambda$ -Werte vom Mittel ist nicht zu erkennen; die Konstanz ist bei der gewählten Meßgenauigkeit befriedigend und erweist die Berechtigung von Definition und Ansatz der mit „Leitwert“ bezeichneten Größe  $\lambda$  zur Charakterisierung der Kollektorwirksamkeit.

#### d) Wasserkollektoren.

Der 1856 von W. Thomson angegebene Wasserkollektor hat in seinen verschiedenen Formen als Tropfer, Spritzer und Zerstäuber gegenüber allen anderen Kollektoren im allgemeinen den Vorteil einer kürzeren Ladezeit. Es wurde daher versucht, auch ihn den Flugzeugmessungen dienstbar zu machen.

Da wir bei den Versuchen Momentanwerte erhalten wollten, kam zunächst eine Verwendung des Lutzschen Zerstäuberprinzips in Frage, bei dem eine kombinierte Druck- und Saugwirkung stattfindet.<sup>1)</sup> Zweckmäßigerweise sollte der Fahrtwind als Gebläse benutzt werden. Wir setzten deshalb auf einen Hartgummiisolator einen Wasserkasten mit tropfenförmigem Grundriß und versuchten auf verschiedene Weise durch ineinandergesteckte Doppeldüsen das Wasser im Fahrtwind befriedigend zu zerstäuben. Das gelang jedoch nicht wegen leichter Verstopfbarkeit der Düsen im Betriebe und besonders wegen ungünstiger Wirbelbildung an den Düsen.

Wir verzichteten deshalb auf eine derartige Zerstäubung und versuchten, ob nicht Wasser, das durch den Staudruck des Fahrtwindes aus einem Gefäß gedrückt wird, schon allein im vorbeistreichenden Winde genügend zerstäubt.

Im hinteren Teile eines Wasserkastens von tropfenförmigem, horizontalem Querschnitt mit horizontalen und vertikalen Leitflossen am Schwanzende wurde ein spitz auslaufendes Steigrohr senkrecht nach oben geführt. Durch den Staudruck auf die dem Winde zugekehrte Einfüllöffnung trat das Wasser an der Ausflußöffnung des Steigrohrs aus und wurde teils

1) G. Lutze, Physik. Zeitschr. 14. S. 1148. 1913; Verh. d. D. Physik. Ges. 15. S. 1100. 1913.

vom Fahrtwind in kleinen Tropfen mitgerissen, teils lief es erst etwas am Gefäß herunter, um sich dann am Schwanzende ebenfalls in feinen Teilchen abzulösen.

Die Aufladezeit dieses Kollektors betrug 1—3 sec im Fluge. Dieselbe Wirksamkeit erhielt man auch, wenn man, statt das Steigrohr am Kastenende senkrecht nach oben herauszuführen, in der mittleren Kastenhöhe an der Stelle größten Querschnitts und damit der größten Luftgeschwindigkeit, je ein innen bis fast unmittelbar an den Gefäßboden reichendes Röhrchen wagerecht herausgehen ließ (Fig. 4).

Der Kollektor stellt in beiden Anordnungen ein für kurze Flüge brauchbares Instrument dar und ist auch bei einigen Flügen mit Erfolg verwendet worden. Für längere Flüge jedoch ist er des verhältnismäßig großen Wasserverbrauchs wegen nicht verwendbar. Der Staudruck beträgt günstigstenfalls 6 cm Wassersäule; der Höhe des Gefäßes ist damit eine Grenze gesetzt, und man müßte für längere Flüge unförmig breite Kästen bauen, deren zuverlässige Befestigung an einem Hartgummiisolator technisch unmöglich ist.

Wir haben deshalb noch einen andern Weg beschritten, um bei geringem Wasserverbrauch und feiner Zerstäubung doch noch unter Ausnutzung des Fahrtwindes als Gebläse eine größere Kastenhöhe verwenden zu können.

Bei der Bruhnschen Saugdüse wird unter doppelter Benutzung einer Venturidüse die Geschwindigkeit des Luftstroms im Innern der Düse durch Querschnittsverringerung gesteigert; man erhält an der Stelle kleinsten Querschnitts der innern Düse eine bis auf das 12 fache gesteigerte Saugwirkung.

Wir hofften, diese Verstärkung der Saugwirkung für Kollektorzwecke verwenden zu können und untersuchten deshalb eine Bruhnsche Düse im Windkanal auf ihre Verwendbarkeit als Zerstäuber. Sie wurde mit dem Saugrohr in ein Gefäß mit Wasser gestellt und verschiedenen Windgeschwindigkeiten ausgesetzt. Unter 30 m/sec wurde zwar das Wasser schon hochgesaugt und hinten in größeren und kleineren Tropfen hinausgeschleudert. Ein richtiges Zerstäuben trat aber erst bei Windgeschwindigkeiten von über 30 m/sec ein. Bei 40—50 m/sec verließ das angesaugte Wasser die Düse in vollkommen zerstäubtem Zustande; es bildete sich ein 2—3 m langer feiner Nebelstrahl in der Verlängerung der Düse.



Jedoch wirkte die Düse auch dann fast überhaupt nicht als Ausgleicher. Die Erklärung dafür war wohl darin zu suchen, daß das Wasser schon unmittelbar an der Stelle, wo es die innere Düse verläßt, zerstäubt wurde. Dieser Punkt ist aber elektrostatisch gut geschützt (Faradayscher Käfig); es ist kein elektrisches Feld vorhanden, daß den sich ablösenden Wasserteilchen durch Influenz eine Ladung erteilen kann. Diese Annahme fand darin ihre Bestätigung, daß das Anbringen eines feinmaschigen Siebes an dem erweiterten Ende die Düse zu einem guten Ausgleicher machte. Allerdings beeinträchtigt das Sieb die Zerstäubungswirkung insofern, als es die Geschwindigkeit des hindurchstreichenden Windes um 10–15 Proz. herabsetzt; denn während die Düse *ohne* Sieb an dem als Geschwindigkeitszähler dienenden Dosenmanometer 97, bzw. 112, 130, 147, 157, 170 km/st anzeigte, ergab sie *mit* Sieb bei denselben Windgeschwindigkeiten nur Ausschläge, die 83, bzw. 98, 113, 129, 140, 155 km/st entsprachen.

Diese Bruhnsche Düse mit Sieb wurde nun auf einen Wasserkasten gesetzt und im Flüge als Kollektor benutzt. Schon im Laboratorium war bei 20 m/sec Windgeschwindigkeit die Zerstäubung ohne Sieb eine schlechte gewesen. Im Flüge ging daher bei der mit dem Sieb versehenen Düse das Wasser nicht fein zerstäubt nach hinten ab, sondern löste sich in ziemlich großen, zum Teil noch zusammenhängenden Tropfen vom unteren Düsenrande ab. Die Aufladezeit betrug 8–20 sec, eine gegenüber der Aufladezeit des RaTh- und des zuletzt beschriebenen Wasserkollektors zu lange Zeit.

Um das Prinzip des Düsenzerstäubers aber doch für einen Kollektor verwenden zu können, war eine weitere Steigerung der Windgeschwindigkeit an der engsten Stelle des inneren Rohres zu erstreben. Das gelang, indem eine dritte Venturi-Düse mit Siebabschluß um die Bruhnsche Doppeldüse gesetzt wurde (Fig. 3).

Diese Dreifachdüse wurde nicht mehr als Meßkollektor erprobt, sondern nur als Ausgleicher bei einem der letzten Flüge verwendet. Ob bei den im Flüge erzielten Windgeschwindigkeiten eine genügend feine Zerstäubung des Wassers eintrat, konnte vom Flugzeuge aus nicht beurteilt werden. Daß aber durch das Hinzufügen der dritten Düse die Windgeschwindigkeit innerhalb der kleinsten Düse beträchtlich vergrößert



worden war, zeigten Messungen im Windkanal: Während eine Zweifachdüse Windgeschwindigkeiten von 73 bzw. 110 und 120 km/st anzeigte, ergab die Dreifachdüse bei denselben Windgeschwindigkeiten an demselben Manometer 100 bzw. 150 und 160 km/st entsprechende Ausschläge.

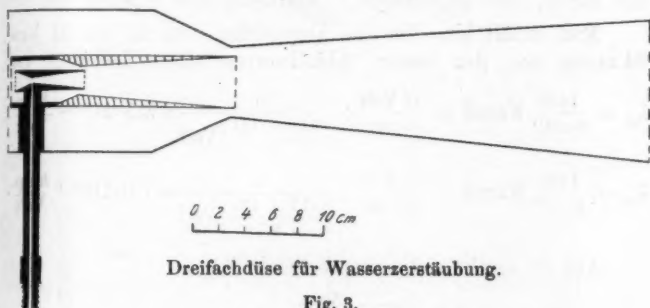


Fig. 3.

Der Leitwert der Dreifachdüse mit Sieb konnte wegen Fehlens eines geeigneten künstlichen Windstromes nicht festgestellt werden. Doch läßt sich aus dem Leitwerte einer Zweifachdüse mit Sieb ein ungefähres Maß für den Leitwert einer solchen Dreifachdüse angeben. Folgende Tabelle enthält Beobachtungen, die wir mit der Zweifachdüse nach dem im Abschnitt I 3a angegebenen und im vorigen Abschnitt zur Ermittlung des Leitwerts für den RaTh-Kollektor benutzten Verfahren ausgeführt haben. Die Entladung wurde wieder durch eine Zusatzkapazität verlangsamt.

Volt		131	117	103	87,6	73	57	41	
Zeit in sec bei einer Wind- geschwindigkeit von:	17 m/sec	0	10	20	35	55	—	—	A.
	21 "	0	5	12	20	30	45	78	
	25 "	0	4	9	12,5	20	27	43	
	29 "	0	3	6	10	15	20	32	
	32 "	0	2,5	5	9	13	18	29	
	34 "	0	2,5	4	7,5	11	15,5	25	
	17 "	0	10	20	—	—	—	—	B.
	21 "	0	—	7	16	27	—	—	
	25 "	0	4	8	14	21	31	50	
	29 "	0	3	6	10	15	24	—	
	32 "	0	2,0	5	8	13	17	29	
	34 "	0	2,0	4	6	10	14	23	

Bei A. stand das Wasserzuflußgefäß 10 cm höher als die Düse; bei B. mußte das Wasser erst durch die Saugwirkung 15 cm hochgesaugt werden. Die Werte von A. sind im allgemeinen höher als die von B., was sich so erklären läßt: Es fließt bei A. mehr Wasser zu; daher tritt bei gleicher Luftförderung wie für B. eine schlechtere Zerstäubung des Wassers ein.

Man erhält also für eine Doppeldüse aus A. bei 21 bzw. 34 m/sec aus den ersten Abfallwerten einen Leitwert von

$$\lambda_{21} = \frac{1400}{9 \cdot 10^{11}} \text{ Farad} \times \frac{14 \text{ Volt}}{5 \text{ sec}} \times \frac{1}{\left(\frac{117 + 131}{2}\right) \text{ Volt}} = 3,5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Amp.}}{\text{Volt}},$$

$$\lambda_{34} = \frac{1400}{9 \cdot 10^{11}} \text{ Farad} \times \frac{14 \text{ Volt}}{2,5 \text{ sec}} \times \frac{1}{\left(\frac{117 + 131}{2}\right) \text{ Volt}} = 7,0 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Amp.}}{\text{Volt}}.$$

Aus B. ergibt sich entsprechend:

$$\lambda_{21} = 5,3 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Amp.}}{\text{Volt}},$$

$$\lambda_{34} = 8,8 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Amp.}}{\text{Volt}}.$$

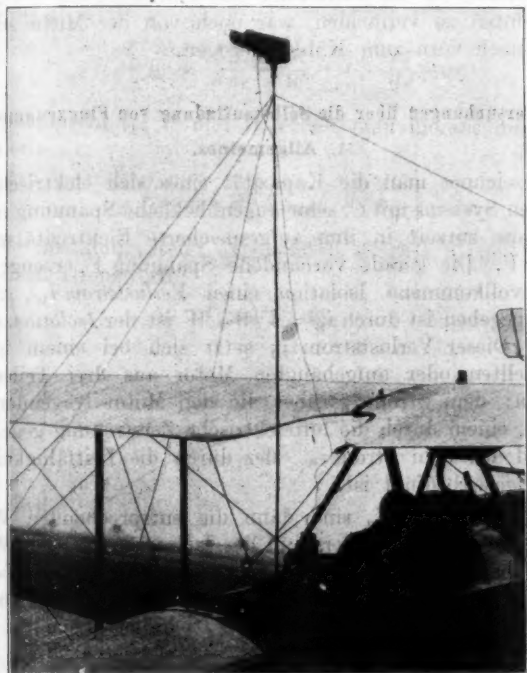
Bei dem Dreidüsenzerstäuber war die Windgeschwindigkeit an der Austrittsstelle des Wassers nach den vorstehenden Angaben um rund 30 Proz. höher als bei der Doppeldüse. Der Leitwert des Dreidüsenzerstäubers wird daher bei den in Frage kommenden Fluggeschwindigkeiten schätzungsweise  $8 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt betragen, wenn das Wassergefäß sich 10 cm über der Düse befindet.

Bei der Benutzung des Dreidüsenzerstäubers als Ausgleich im Flugzeuge floß aber das Wasser der Düse aus einem 2 m höher befindlichen Gefäße zu, so daß die Zerstäubung schlechter war; der Leitwert wird daher auf etwa die Hälfte herabgesetzt gewesen sein, also  $4 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt, sicher aber nicht mehr als  $5 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt betragen haben.

#### 4. Starrbefestigung der Kollektoren am Flugzeug.

Als Halter für die Kollektoren (Fig. 4) wurde ein Stahlrohr von 11 mm lichter Weite und 1,5 mm Wandstärke, bestehend aus zwei verschraubbaren Stücken von je 2 m Länge, an der rechten oder linken Außenseite des Rumpfes, neben dem Beobachter, von 3 Holzklemmen gehalten oder war im

Beobachterraum selbst fest angebracht. Das Halterohr endete oben in einem etwas erweiterten Zylinderteil, der mit einer drehbaren Hülse umgeben war. Diese Hülse hatte oben ein Gewinde, auf das die Wasserkästen aufgeschraubt wurden,



Starrbefestigung eines Wasserkollektors am Flugzeuge.

Fig. 4.

die sich so um eine senkrechte Achse drehen und in die Windrichtung stellen konnten.

Der RaTh-Kollektor trug an seinem Isolator ein Rohrstück, das sich über die Hülse oben auf dem Halterohr schieben ließ. Mit einem durch Rohrstück, Hülse und Ende des Halterohrs gehenden Splint wurde der RaTh-Kollektor dann fest mit dem Halterohr verbunden.

Von dem oberen Ende des Halterohrs, dicht unter der

Hülse, waren zwei Stahlitzendrähte nach vorn (zum Ansatzpunkt des rechten und linken inneren Vorderstiels an der oberen Tragfläche) und zwei weitere Drähte nach hinten (zum Flugzeugschwanz) geführt und gaben so dem Halterohr einen festen Halt. Um im Fahrtwind eine Durchbiegung des Rohrs nach hinten zu vermeiden, war noch von der Mitte aus ein Draht nach vorn zum Kühler gezogen.

## II. Untersuchungen über die Selbstaufladung von Flugzeugmotoren.

### 1. Allgemeines.

Bezeichnet man die Kapazität eines sich elektrisch aufladenden Systems mit  $C$ , seine augenblickliche Spannung mit  $V$ , so ist die zurzeit in ihm aufgespeicherte Elektrizitätsmenge  $Q = C \cdot V$ . Die gerade vorhandene Spannung  $V$  erzeugt über die unvollkommene Isolation einen *Verluststrom*  $i_w$ , dessen Größe gegeben ist durch  $i_w = V/W$ ;  $W$  ist der *Isolationswiderstand*. Dieser Verluststrom  $i_w$  setzt sich bei einem isoliert aufgestellten oder aufgehängten Motor aus drei Teilen zusammen: dem Strom  $i_{w_1}$  über die den Motor tragenden Isolatoren, einem durch die luftelektrische Zerstreuung gegebenen  $i_{w_2}$  und aus dem Strom  $i_{w_3}$ , der durch die Leitfähigkeit der Auspuffgase bedingt ist.

$W_1$ ,  $W_2$  und  $W_3$  sind dann die entsprechenden Widerstände:  $W_1$  ist der Widerstand der Isolatoren,  $W_2$  der Widerstand der gesamten Anordnung gegenüber der umgebenden Luft und  $W_3$  der Widerstand, den die Auspuffgase bieten. Man hat dann, da  $W_1$ ,  $W_2$  und  $W_3$  parallel geschaltet sind:

$$\frac{1}{W} = \frac{1}{W_1} + \frac{1}{W_2} + \frac{1}{W_3}$$

und

$$i_w = i_{w_1} + i_{w_2} + i_{w_3} = V \left( \frac{1}{W_1} + \frac{1}{W_2} + \frac{1}{W_3} \right).$$

Bei einem Flugzeuge im Fluge kommt als Verluststrom  $i_w$  nur ( $i_{w_2} + i_{w_3}$ ) in Betracht.

Die vom Motor in der Zeiteinheit gelieferte Elektrizitätsmenge, die *Ladestromstärke*  $i_L$ , muß zunächst diesen Verluststrom decken; der Rest bewirkt die Aufladung, also eine Vermehrung der auf dem Motor befindlichen Elektrizitätsmenge  $Q$ , und proportional damit die Erhöhung der Spannung. Die

Elektrizitätsmenge  $Q$  möge in der Zeit  $dt$  um  $dQ = C \cdot dV$  zunehmen, in der Zeiteinheit also um

$$\frac{dQ}{dt} = C \cdot \frac{dV}{dt}.$$

Es ist dann:

$$(1) \quad i_L = i_W + \frac{dQ}{dt} = \frac{V}{W} + C \cdot \frac{dV}{dt}.$$

Bei konstantem  $i_L$ ,  $C$  und  $W$  erhält man hieraus durch Integration:

$$(2) \quad V = i_L \cdot W \left( 1 - e^{-\frac{t}{WC}} \right).$$

Die Spannung steigt exponentiell an (Fig. 5) und nähert sich einem Grenzwerte:

$$(3) \quad V_\infty = i_L \cdot W.$$

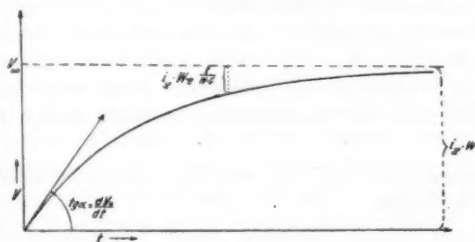


Fig. 5.

Bei anderweitig bekanntem  $W$  kann man also aus der Ladestromstärke  $i_L$  die Grenzspannung  $V_\infty$  berechnen.

Im Anfangspunkt der Aufladekurve ist  $V = 0$  und damit auch der Verluststrom  $i_W = V/W = 0$ ; man erhält aus Gl. (1) oder (2):

$$(4) \quad i_L = C \cdot \frac{dV_0}{dt} = C \cdot \operatorname{tg} \alpha.$$

Diese Beziehung liefert die Möglichkeit, bei bekanntem  $C$  aus dem beobachteten untersten Teile der Aufladungskurve die Ladestromstärke  $i_L$  zu berechnen und damit, wenn man auch die Grenzspannung  $V_\infty$  mißt, den Isolationswiderstand  $W$  zu bestimmen.

## 2. Versuche von Dieckmann und Linke.

Gelegentlich einiger Fahrten, die den Zweck hatten, Messungen des elektrischen Spannungsgefälles in der Nachbarschaft eines Zeppelin-Luftschiffes anzustellen, bemerkte Dieckmann<sup>1)</sup>, daß die Gefällewerte mit der Fahrtdauer zunächst fast ununterbrochen zunahmen, und zwar weit über eine Zeit hinaus, die als Aufladezeit für die Kollektoren in Frage kam. Er vermutete, es könne eine elektrische Eigenladung des Luftschiffes während der Fahrt durch den Betrieb der Motoren aufgetreten sein. Deshalb unternommene Versuche<sup>2)</sup> an einem isoliert aufgehängten Benzinmotor-Zweirad ergaben eine negative Aufladung des Motors und eine positive Aufladung der Abgase beim Betriebe; die Vorzeichenbestimmung ist allerdings nicht ganz sicher, da sie mit einem geriebenen Hartgummistab vorgenommen wurde. Bei Belastungsmanipulationen am Motor ließ sich mehrfach eine Umkehr des Vorzeichens beobachten. Benzinarmes Gemisch erzeugte bei 600 bis 700 Umdrehungen/min eine Endaufladung des Systems Motorrad-Elektrometer auf 200 Volt, benzinreiches Gemisch eine höhere Aufladung auf 800 Volt. Auch zeigte sich, daß das Endpotential bei zunehmender Drehzahl sank, und zwar entsprach

einer Drehzahl von	400—500	600—700	1000—1200	Umdr./min
eine Aufladung auf	700	390	110	Volt.

Wir kommen auf die Deutung dieser Versuchsergebnisse am Schlusse zurück.

Ähnliche Untersuchungen stellte später Linke<sup>3)</sup> an. Er konnte an einem kleinen Fahrradmotor schon nach einer Minute Spannungen von mehreren Tausend Volt feststellen. Der Lade-prozeß war jedoch sehr unregelmäßig und lieferte bald positives, bald negatives Vorzeichen.

## 3. Versuche von Fuhrmann.

Im Jahre 1914 hat G. Fuhrmann unter Mitarbeit von E. Everling bei der Deutschen Versuchsanstalt für Luft-

1) M. Dieckmann, Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 1911. Heft 1.

2) M. Dieckmann u. K. Fischer, Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 1912. S. 56.

3) F. Linke, Jahrb. d. Wiss. Ges. f. Flugtechnik 2. S. 170. 1914.

fahrt in Adlershof-Berlin einen 180 PS-Maybach-Motor auf seine Selbstaufladung hin untersucht. Die Ergebnisse dieser Versuche sind infolge des Todes von Fuhrmann bisher noch nicht veröffentlicht. Mit Erlaubnis des Herrn Direktors der Versuchsanstalt geben wir in folgendem einen Auszug aus dem seinerzeit der Behörde erstatteten Berichte.

#### a) Aufbau.

Der Motor lag auf U-Eisen-Trägern, die durch Porzellanisolatoren von dem hölzernen Unterbau des Prüfstandes isoliert waren. Um die Isolatoren möglichst vor den Erschütterungen des Motors zu schützen, befanden sich unter und über ihnen Filzzwischenlagen. Die eisernen Motorträger hielten auch den Kühler, das Benzinglefäß, die Gemischpumpe und die Auspuffleitung. Die Belastung des Motors konnte durch einen Bremsflügel hergestellt werden, der auf einem kurzen, am Schwungrad angesetzten Wellenstumpf saß. So waren auch die Zubehöerteile einwandfrei von der Umgebung isoliert.

Die Wirkung des Kühlers erwies sich wegen fehlenden Gegenwindes als völlig unzureichend, so daß für künstliche Kühlung durch einen, von einer Schraube erzeugten Luftstrom gesorgt werden mußte. Trotzdem machte die Kühlung noch große Schwierigkeiten; der Motor konnte kaum länger als eine Viertelstunde in Betrieb gehalten werden. Er wurde deshalb auch nicht voll belastet und nur mit 1120 Umdr./min betrieben, während die volle Belastung mit 180 PS einer Drehzahl von 1260 Umdr./min entsprochen hätte.

#### b) Messungen.

Die Versuche hatten ursprünglich den Zweck, festzustellen, ob durch die Auspuffgase des Motors die Luft soweit leitend gemacht wurde, daß dadurch eine etwa auf Luftfahrzeugen vorhandene elektrische Ladung in die Atmosphäre abgeführt werden konnte. Bei der Ausführung der Versuche stellte sich jedoch eine starke Aufladung des Motors ein. Es wurde daher die Ladestromstärke aus dem untersten Teile der Aufladungskurve nach Gl. (4), Abschnitt II 1, berechnet.

Der Motor lief zunächst einige Zeit geerdet. Dann wurde die Selbstaufladung mit Stoppuhr und Wulfschem Zweifadenelektrometer verfolgt, bis der Ausschlag über den Meßbereich des Elektrometers hinausging. Darauf wurde der Motor

stillgesetzt und anschließend ein „Entladungsversuch“ gemacht, der zur Feststellung des „Isolationswiderstandes“ dienen sollte.

Im übrigen gestalteten sich die Messungen sehr schwierig, da auch an trockenen Tagen die Isolation sich stark änderte. Es konnte deshalb, zumal auch Störungen beim Betriebe des Motors auftraten, die Abhängigkeit der Aufladung von der Zusammensetzung des Gemisches und der Auspuffgase, von der Ölzufuhr u. a. m. nicht weiter verfolgt werden.

Die Kapazität der Meßanordnung wurde durch Parallelschalten eines Vergleichkondensators zu  $0,00067 \mu F$  bestimmt. Jedoch waren bei den Versuchen noch Kapazitäten von  $0,005$  bzw.  $0,02$  oder  $0,1 \mu F$  parallel zum Motor geschaltet, um durch Vergrößerung der Kapazität einen langsameren und bequemer beobachtbaren Verlauf der Aufladung zu erzielen.

Die Temperatur der Auspuffgase wurde mit einem Thermometer an der heißesten Stelle des absperrenden Drahtnetzes (einige cm von seinem Rande) gemessen.

#### c) Ergebnisse.

Eine Zusammenstellung der bei den Fuhrmannschen Versuchen gemessenen Werte der Drehzahl und der mit Hilfe der Eichung des Bremsflügels daraus berechneten Leistung, der Auspufftemperatur, sowie der aus den Aufladungskurven ermittelten Werte von  $i_L$  enthält die nebenstehende Tabelle.

Die Werte des Ladestroms  $i_L$  schwankten stark; auch das Vorzeichen der Aufladung war nicht mit Sicherheit immer das gleiche. Jedoch ist eine Abhängigkeit des Ladestroms von der Motorleistung vorhanden: Der Strom wächst zunächst mit zunehmender Belastung des Motors und scheint dann nach Überschreitung eines Maximums wieder abzunehmen. Diesem Abnehmen entspricht bei Dieckmann die Abnahme der Endaufladung mit zunehmender Drehzahl.

#### d) Kritik.

Die Versuche von Fuhrmann haben den Nachteil, daß die Höchstaufladung des Motors nicht selber beobachtet worden ist. Auch eine Berechnung dieser Endspannung  $V_\infty$  nach der Gl. (3), Abschnitt II 1, ist hierbei nicht möglich. Denn der durch den „Entladungsversuch“ bei stillgelegtem Motor ermittelte „Isolationswiderstand“ enthält nur die Komponenten



$W_1$  und  $W_2$  des Gesamt-  
stands  $W$ , da  $W_3 = \infty$  (keine Aus-  
puffgase!),  $1/W_3 = 0$ ; auch  $W_2$   
(luftelektrische Zerstreuung) ist  
verändert gegen seinen Wert bei  
laufendem Motor. Das in der  
Tabelle angegebene  $[W]$  ist daher  
größer als das  $W$  bei laufendem  
Motor, also das aus  $[W]$  nach  
Gl. (3) berechnete  $[V_\infty]$  zu groß.

Auch über die Höhe der Auf-  
ladung von Luftfahrzeugen im  
Fluge läßt sich weder aus Fuhr-  
manns, noch aus Dieckmanns  
Versuchen Genaues sagen. Aus der  
Anzahl der Motoren, der von ihnen  
gelieferten Ladestromstärke und  
der annähernd bekannten Kapa-  
zität von Luftschiffen (12000  
bis 20 000 cm) und Flugzeugen  
(1000 cm)<sup>1)</sup> läßt sich zwar ein  
Maß für die *anfängliche* Spannungs-  
zunahme in der Sekunde errechnen.  
Bei vier Motoren mit je  $0,1 \mu$  A.  
Ladestromstärke (Fuhrmanns  
Höchstwert) ergäbe sich z. B.  
für ein *Luftschiff* von 12000 cm

1) Die elektrostatische *Kapazität*  
eines *C-Flugzeugs* (Doppeldecker, Zwei-  
sitzer) von 5,50 m Länge fanden wir  
durch im Laboratorium ausgeführte Mo-  
dellemessungen zu rund 1000 cm. Dazu  
wurden zwei untereinander und dem  
wirklichen Flugzeug geometrisch ähn-  
liche Modelle verschiedener Größe be-  
nutzt, nach deren gemessenen Kapa-  
zitäten wir die Berechtigung zur Anwen-  
dung des Prinzips der geometrischen  
Ähnlichkeit prüften, um danach durch  
Multiplikation mit dem Vergrößerungs-  
faktor die Kapazität des wirklichen  
Flugzeugs zu berechnen.

Versuchsnummer Datum 1914													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
	13./7.	13./7.	15./7.	14./7.	13./7.	13./7.	15./7.	15./7.	15./7.	15./7.	15./7.	15./7.	15./7.
Drehzahl	1200	410	420	450	820	820	1000	1000	1000	1050	1120	1120	1120
Leistung in PS.	68	6,3	6,8	8,3	50,4	50,4	90,5	90,5	90,5	105	125	125	125
Auspufftemperatur in °C	68	59	50	61	162	162	198	198	198	220	220	220	215
Kapazität $C$ in $\mu$ F	0,0057	0,0057	0,0207	0,0207	0,1007	0,1007	0,0207	0,0207	0,0207	0,0207	0,0207	0,0207	0,0207
$dV_e/dt$ in Volt/sec.	1,30	1,34	0,92	0,92	0,90	0,66	4,43	3,85	5,20	4,40	3,60	4,70	2,90
$iL$ in $\mu$ Amp.	0,0074	0,0076	0,0190	0,0190	0,091	0,066	0,092	0,080	0,108	0,091	0,075	0,097	0,080
Vorzeichen	(?)	+	+	+	+	+	-	(?)	(?)	(?)	+	+	+
$[W]$ in Megohm	53300	154000	176000	4900	176000	176000	244000	244000	133000	112000	290000	290000	287000
$[V_\infty]$ in Volt	390	1170	1170	4900	176000	176000	244000	244000	133000	112000	290000	290000	287000

$= 0,0133 \mu F$  Kapazität ein anfänglicher Spannungsanstieg von  $\frac{4 \cdot 0,1}{0,0133} = 30 \frac{\text{Volt}}{\text{sec}}$ ; für ein einmotoriges Flugzeug entsprechend  $\frac{1 \cdot 0,1}{0,00111} = 90 \frac{\text{Volt}}{\text{sec}}$ . Zur Berechnung des weiteren Spannungsanstieges und der Endspannung müßte man aber erst den Isolationswiderstand der Luft für das Luftfahrzeug und die Leitfähigkeit der Auspuffgase ermitteln. Am Schlusse wird hierauf noch zurückzukommen sein.

#### 4. Eigene Versuche über die Selbstaufladung und ihre Ausgleichung.

##### a) Allgemeines.

Am zweckmäßigsten ist es, den Spannungsanstieg und den Wert der Endspannung unmittelbar im fliegenden Luftfahrzeuge festzustellen, was sich mit Hilfe der im Teil I dieser Arbeit angegebenen Meßanordnung erreichen läßt.

Hierbei ist aber Folgendes zu berücksichtigen: Bei den Laboratoriumsmessungen erhält man die richtige Kurve der zeitlichen Spannungszunahme, da man hier stets die Spannung des sich aufladenden Systems (Motor) gegenüber einem Bezugskörper konstanter Spannung (Erde) mißt.

Im Luftfahrzeug aber kann man nur die Spannungsdifferenz zwischen dem sich aufladenden System (Flugzeug oder Luftschiff) und einem darüber oder darunter befindlichen Punkte (Referenzpunkt des Kollektors) feststellen; und das *Potential dieses Bezugspunktes ist nicht konstant*, sondern ändert seinen Wert mit der Höhe der Eigenladung des Luftfahrzeuges (wegen der Deformation des elektrischen Feldes um das Luftfahrzeug durch dessen Eigenladung), so daß die mit Hilfe des Kollektors aufgenommene Zeit-Spannungskurve *nicht die richtige Kurve des Spannungsanstieges* ist, aus der man nach der Gl. (4) die Ladestromstärke des Motors im Fluge erhalten könnte.

Es läßt sich zwar eine Formel aufstellen, aus der man nach den zwischen Kollektor und Flugzeug gemessenen Spannungswerten die Ladestromstärke richtig berechnen könnte. Doch müßte man auch hier die Anfangswerte dieser berichtigten Zeit-Spannungskurve haben, d. h. das Flugzeug müßte nach langem Gleitflug bei abgestelltem Motor seine Eigenladung gänzlich verloren haben, und man müßte dann den Spannungsanstieg bei plötzlichem Motoranlauf beobachten. Das läßt sich

aber technisch schwer durchführen. Zudem herrschen beim Motoranlauf andere Verhältnisse als im stationären Lauf. Wir haben deshalb auf eine Ermittlung der Motorladestromstärke im Fluge verzichtet, zumal auch die Fuhrmannschen Messungen einen genügenden Anhalt für diese Größe geben.

#### b) Messungen.

Es wurde bei den Versuchen folgendes Verfahren eingeschlagen:

α) *Vor dem Start* wurde bei abgestelltem Motor die Spannung zwischen dem geerdeten Flugzeug und dem davon isolierten, auf dem Halterohr befindlichen Kollektor gemessen. Man erhält so die Richtung und relative Stärke des zur Zeit herrschenden natürlichen Spannungsgefühles am Erdboden und kann bei Annahme normaler Änderung des Spannungsgefälles mit der Höhe die von ihm herrührende Spannungsdifferenz zwischen Flugzeug und Kollektor in der dann durchflogenen Höhe abschätzen.

β) *Beim Probelauf des Motors vor dem Abflug* wurde ebenfalls auf den Spannungsunterschied Flugzeug-Kollektor geachtet.

γ) *Besonderer Wert* wurde dann auf die Spannungsbeobachtung *beim Anrollen und Abheben des Flugzeuges vom Erdboden* gelegt.

δ) *Im Fluge* wurden die Hauptmessungen ausgeführt: Feststellung der Größe und Richtung der Spannung zwischen Flugzeug und Kollektor, Abhängigkeit dieses Spannungsunterschiedes von der Umdrehungszahl des Motors, Erprobung der verschiedenen Kollektoren, Feststellung ihrer Aufladezeit, Versuche zur Ausgleicheung der Flugzeugladung usw.

Im ganzen wurden 30 Versuchsflüge ausgeführt: Flug 1 und 2 mit einer Sablatnig-Limousine (Eindecker mit 220 PS-Benz-Motor), die uns vom Flugzeugbau Sablatnig in dankenswerter Weise für diese Versuche zur Verfügung gestellt worden war; Flug 3—6 mit 2 Sablatnig-Doppeldeckern (200 und 220 PS-Benz-Motoren), deren Benutzung auf der Strecke Berlin-Bremen uns der Lloyd-Luftverkehr Sablatnig freundlichst gestattete; für das Zustandekommen der Flüge 7—15 mit einem L. V. G.-Doppeldecker (220 PS-Benz-Motor) haben wir dem Leiter der *Flugstelle des Observatoriums Lindenberg*, Herrn Prof. K. Wegener, zu danken;

Flug 16—30 wurden mit einem *Halleschen Universitätsflugzeug* (einer RuC I, Doppeldecker mit 160 PS-Mercedes-Motor), ausgeführt.

Gleich bei den ersten Flügen zeigte sich eine Abhängigkeit der Spannung zwischen dem Flugzeug und dem nach unten frei schwebend herausgelassenen Kollektor von der Drehzahl des Motors. Zur Bestimmung von Größe und Vorzeichen der Flugzeugeigenladung fehlt jedoch bei den Flügen 1—4 eine genaue Kenntnis der Lage des Kollektors unterhalb des Flugzeugs und der Spannungsrichtung, deren Feststellung durch Nähern eines geriebenen Hartgummistabes an die Elektrometersonde nicht gelang.

Bei den folgenden Aufstiegen wurde deshalb der Kollektor starr nach oben befestigt und das Vorzeichen der Aufladung dadurch bestimmt, daß man den Innenkonduktor des Elektrometers mit einer kleinen Zambonisäule auf 20 Volt positiv oder negativ auflud und das dadurch bewirkte Zusammen- oder Auseinandergehen der Fäden beobachtete. Bei den großen zu messenden Spannungen (bis 1600 Volt) erwies sich diese Konduktorladung als zu gering; und erst bei Benutzung einer größeren Zambonisäule, die 150 Volt Spannung gab, konnten vollkommen eindeutige Vorzeichenbestimmungen gemacht werden. Um unbedingt zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, wurde stets das Verhalten der Elektrometerfäden sowohl bei positiver als auch negativer Konduktorladung beobachtet.

### c) Ergebnisse.

Über 20 zuverlässige Flüge, bei denen die Isolation des Kollektors, der Zuleitung und des Elektrometers nicht versagte, die Vorzeichenbestimmung einwandfrei war und der Kollektor eine genügend kurze Ladezeit besaß, zeigten stets dieselben Ergebnisse:

α) Die am Erdboden bei abgestelltem Motor vorgenommene Bestimmung des Spannungsunterschieds zwischen Kollektor und Flugzeug infolge des natürlichen Spannungsgefälles ergab einen Wert von 50—150 Volt in unmittelbarer Nähe der Flugzeughalle, wo das elektrische Feld durch die umgebenden Gebäude geschwächt war, und 200—500 Volt auf dem freien Flugplatz. Die Vorzeichenbestimmung zeigte stets die normale Richtung des natürlichen Spannungsgefälles an,

d. h. der über dem Flugzeug angebrachte Kollektor war positiv gegenüber dem geerdeten Flugzeug.

β) Beim Probelauf des Motors änderte sich für geringe Drehzahlen die Größe dieses Spannungsunterschiedes nur wenig, da das Flugzeug bei geringer Drehzahl nur eine geringe Eigenladung annimmt. Bei 1200—1400 Umdr./min gingen jedoch die Elektrometerfäden erst bis zum Nullpunkt zusammen und dann wieder auseinander. Die bei diesen Drehzahlen vom Motor gelieferte Ladestromstärke ist so groß, daß sich das Flugzeug schon am Erdboden trotz des Verluststromanteils über Räder und Sporn stark auflädt, und zwar positiv, da sich die Richtung des Spannungsunterschieds zwischen Kollektor und Flugzeug umkehrte.

γ) Beim Anlaufen des Motors zum Start zeigte sich ebenfalls dieses Zusammen- und Wiederauseinandergehen der Fäden, die beim Abheben des Flugzeuges vom Erdboden meist aus dem Gesichtsfelde verschwanden, so daß dann, wie erwähnt, der rechte Faden bei entladnem Elektrometer auf den äußersten rechten Skalenteil eingestellt und nur der Stand des linken Fadens abgelesen wurde.

δ) Im Fluge hatte der über dem Flugzeug befindliche Kollektor bei *Vollgas* mit 1340—1400 Umdr./min eine um 1050—1250 Volt geringere Spannung als das Flugzeug. Beim *Drosseln des Motors* ging dieser Spannungsunterschied herunter und betrug für 1200 Umdr./min nur noch 850 Volt; bei weiterem Drosseln nahm die Spannung zwischen Kollektor und Flugzeug noch mehr ab. In genügend langem *Gleitflug* wurde die Spannungsdifferenz allmählich zu Null und nahm dann wieder zu, wobei das Vorzeichen sich umkehrte, bis man schließlich nur noch das natürliche Spannungsgefälle feststellen konnte. Ein Wiederanlaufen des Motors brachte in kurzer Zeit nach Umkehrung des Vorzeichens wieder die vorigen Spannungswerte hervor, so daß der Beobachter unmittelbar aus der am Elektrometer abgelesenen Spannung die Drehzahl hätte angeben können.

Alle drei untersuchten Motortypen (160 PS-Mercedes, 200- und 220 PS-Benz) zeigten dieselbe Aufladung dem Vorzeichen und auch der Größe nach. Die Abweichungen der bei den einzelnen Flügen erhaltenen Werte voneinander erklären sich leicht durch die verschiedene Feldgestaltung in der Umgebung

der benutzten Flugzeuge und aus der verschiedenen Höhe der Kollektoren über dem Flugzeuge. Ließ man aber bei einem Flugzeug den Kollektor stets in derselben Lage, so waren die (auch an verschiedenen Tagen gemessenen) Spannungswerte bei denselben Drehzahlen genau dieselben.

Von dem großen Beobachtungsmaterial geben wir in folgendem eine Auswahl der Beobachtungen von sieben Flügen wieder.

## 2. Flug.

4. IV. 1921 vorm. 10 Uhr in Johannisthal.

*Flugzeug:* Sablatnig-Limousine, Eindecker mit 220 PS-Benzomotor.

*Führer:* Limbach. *Beobachter:* Schlomka.

*Elektrometer:* Wulf 3735, Meßbereich 700 Volt.

*Kollektor:* Radioaktiver Kollektor Nr. I, schwebend nach unten ausgelassen.

*Wetter:* SW-Wind, Dunstgrenze in 700 m Höhe, darüber Cu.

### Beobachtungen im Fluge:

Versuch Nr.	Zeit nach Start	Elektro- meter	Drehzahl	Höhe üb. d. Boden	Bemerkungen
3	6 min 40 sec	0 Volt	1200 Umdr./min (gedrosselt)	580 m	Aufladung
	45	300			
	7 0	580			
	10	620 entladen			
4	7 15	0	„	580	Aufladung
	22	170			
	30	380			
	35	580 entladen			
5	8 0	380	„	580	Aufladung; Endwert über 1000 Volt
	20	580			
6	8 30	120	1400 Umdr./min (Vollgas)	600	Keine Aufladung; Schwankungen wegen Höhen- änderungen des Kollektors
	40	170			
	48	165			
7	9 20	170	1280 Umdr./min (gedrosselt)	680	Aufladung
	28	260			
	35	300			
	45	380 entladen			

## (Fortsetzung.)

Versuch Nr.	Zeit nach Start	Elektro- meter	Drehzahl	Höhe üb. d. Boden	Bemerkungen
8	9 min 54 sec	460	1240 Umdr./min (gedrosselt)	680	Aufladung
	10 10	560			
9	10 50	700	1400 Umdr./min (Vollgas)	715	Entladung
	55	460			
	11 0	300			
	5 5	195			
	10 10	165			
12	14 30	700	1400 Umdr./min (Vollgas nach vorherigem Drosseln)	700	Entladung
	33	580			
	38	380			
	40	300			
	45	220			
	55	195	1410 Umdr./min	940	Schwankungen wegen Höhen- änderungen des Kollektors
	15 3	185			
	15 15	150			
	25 15	150			
	39 165	165			
	45 185	185			
	55 180	180			
	16 45	185			
	55 180	180			
	17 8	120			
13	18 0	150	(gedrosselt)		Aufladung
	8 170	170			
	17 260	260			
	25 340	340			
	30 380	380	1260 Umdr./min	940	Endwert über 1000 Volt
	38 465	465			
	52 580	580			
	58 660	660			

## 12. Flug.

2. XI. 1922 vorm. 11 Uhr in Staaken.

Flugzeug: L.V.G.-Doppeldecker mit 220 PS-Benzmotor.

Führer: Prof. K. Wegener. Beobachter: Schlomka.

Elektrometer: Wulf 4704, mit Hartgummi-Zusatz-Isolator.

Kollektor: RaTh-Kollektor (Nr. III) mit Starrbefestigung nach oben.

Wetter: W-Wind, FrCu, CiStr.

Beobachtungen: a) Vor Start: 340 Volt Ausschlag bei abgestelltem Motor. Bei positiver Konduktorladung gehen die Fäden zusammen, bei negativer gehen sie auseinander.

b) *Im Fluge*: Rechten Faden auf Skt. + 80 gestellt. Der linke geht bei Vollgas dann in 1–2 sec auf Skt. – 40 = 1250 Volt. Dreimal dasselbe Ergebnis. Bei positiver Konduktorladung erfolgt Auseinandergehen der Fäden.

c) *Landungsgleitflug*: Der sichtbare Faden geht langsam von Skt. – 40 über 0 auf + 10 bis + 20 = 650 bis 550 Volt zurück.

d) *Nach Landung*: Bei abgestelltem Motor 80 Skt. Gesamtausschlag = 390 Volt. Positive Konduktorladung bewirkt Zusammengehen der Fäden.

e) *Isolationsprüfung* (am folgenden Tage): Eine positive Aufladung des Systems (Elektrometer + Leitungsdraht + nicht laufender Wasserkollektor mit Starrbefestigung nach oben) auf 90 Volt ging in 2 min nur um 3 Volt herunter. Also sehr gute Isolation! In 2 min nur 3 Proz. Spannungsverlust über die beiden Tragflächenisolatoren, den Isolator des Kollektors, die Elektrometerbernstein-Isolierung und durch luftelektrische Zerstreuung.

### 17. Flug.

5. I. 1923 in Adlershof.

*Flugzeug*: RuC I (Doppeldecker) mit 160 PS-Mercedesmotor, Hallesches Universitätsflugzeug. Am *Auspuff* ist ein *Sieb* angebracht (Fig. 4).

*Führer*: Winter. *Beobachter*: Schlomka.

*Elektrometer*: Wulf 4704, auf Luftkissen befestigt.

*Kollektor*: RaTh-Kollektor (Nr. III) mit Starrbefestigung nach oben.

*Beobachtungen*: a) *Vor Start*: Bei abgestelltem Motor 102 Volt Ausschlag. Positive Konduktorladung hat ein Zusammengehen der Fäden zur Folge, negative ein Auseinandergehen. Bei kurzem Probelauf des Motors (Flugzeug noch an derselben Stelle): 218 Volt Ausschlag.

b) *Beim Start* (Vollgas, Flugzeug berührt noch die Erde) gehen die Fäden erst bis zum Nullpunkt zusammen, dann wieder auseinander.

c) *Im Fluge*: Rechten Faden auf Skt. + 80 gestellt. Linker Faden geht zuerst auf + 20 Skt. = 547 Volt, dann auf  $\pm$  0 Skt. = 700 Volt, schließlich auf – 40 Skt. = 1160 Volt.



Vorzeichenbestimmung: Konduktor positiv geladen: Fäden auseinander. Konduktor negativ geladen: Fäden zusammen.

d) *Landungsgleitflug*: Linker Faden geht langsam zurück auf Skt. + 50 = 247 Volt. Kurz vor der Landung beträgt der Fadenabstand nur noch 30 Skt. = 144 Volt. Beim Berühren des Erdbodens gehen die Fäden bis zum Nullpunkt zusammen.

### 19. Flug.

5. I. 1923 in Adlershof.

Flugzeug, Beobachter, Elektrometer und Kollektor wie beim 17. Flug. Am Auspuff kein Sieb.

Führer: Peckmann.

Beobachtungen: a) *Vor Start*: Bei abgestelltem Motor 184 Volt Ausschlag.

Bei + Ladung des Konduktors: Fäden gehen zusammen.

„ — „ „ „ : „ „ auseinander.

b) *Beim Start* (Vollgas, Räder berühren noch die Erde): Fäden gehen bis zum Nullpunkt zusammen und dann wieder auseinander.

c) *Im Fluge*: Rechten Faden auf Skt. + 80 gestellt. Linker Faden geht auf — 10 Skt. = 855 Volt.

Bei + Ladung des Konduktors: Fäden gehen auseinander.

„ — „ „ „ : „ „ zusammen.

Linker Faden geht bei:

1200	Umdr./min	von — 10 Skt.	= 855 Volt	auf + 20 Skt.	
					= 547 Volt
1340	„	„ + 30 „	= 345 „	„	— 20 Skt.
					= 1010 Volt
1200	„	„ — 20 „	= 1010 „	„	+ 20 Skt.
					= 547 Volt
1340	„	„ + 20 „	= 547 „	„	— 20 Skt.
					= 1010 Volt.

Darauf in dichtem Nebel auch bei Vollgas nur 30 Skt. Fadenabstand = 144 Volt (Isolationsstörung!).

d) *Landungsgleitflug*: Fadenabstand 9–10 Skt. = 0 bis 15 Volt. Als kurze Zeit Gas gegeben wird, gehen die Fäden auf 80 Skt. = 390 Volt auseinander. Dieser Ausschlag geht bei weiterem Gleitflug wieder allmählich herunter.

Beim Berühren des Erdbodens erfolgt Zusammengehen der Fäden bis zum Nullpunkt.

### 20. Flug.

6. I. 1923 in Adlershof.

*Flugzeug, Beobachter, Elektrometer und Kollektor* wie beim 17. Flug.

*Führer:* Winter.

*Beobachtungen:* a) *Vor Start:* 92 Volt.

b) *Im Fluge:* Nach Verlassen des Erdbodens gehen die Elektrometerfäden in 60 sec von 0 auf 642 Volt.

*Aufladezeit des RaTh-Kollektors (Nr. III):* 3 sec.

*Vorzeichenbestimmung:*

Bei positiver Konduktorladung: Fäden gehen auseinander.

„ negativer „ „ „ zusammen.

Rechter Faden auf Skt. + 80 gestellt.

Bei *Vollgas:* Der linke Faden geht von + 20 Skt. = 547 Volt auf - 25 Skt. = 1000 Volt in 15 sec Kollektoraufladezeit: 4 Sek.

Bei 1200 und 1120 Umdr./min: + 10 Skt. = 855 Volt.

„ *Vollgas:* - 30 „ = 1055 „ .

c) *Gleitflug:* Die Fäden gehen bis zur Nullstellung zusammen; die Auspuffgase streichen auf den Kollektor.

d) *Nach Landung:* 272 Volt.

Bei + am Konduktor: Fäden zusammen.

„ - „ „ „ auseinander.

### 29. Flug.

7. IV. 1923 vorm. 11<sup>h</sup> 40 in Adlershof.

*Flugzeug:* RuC I (Doppeldecker) mit 160 PS-Mercedesmotor, Hallesches Universitätsflugzeug.

*Führer:* Winter. *Beobachter:* Schlomka.

*Elektrometer:* Wulf 3735, auf Luftkissen.

*Kollektor:* RaTh-Kollektor (Nr. III) mit Starrbefestigung nach oben, 85 cm höher als die Auspuffmündung.

Die *Auspuffgase* müssen ein 1,85 m langes Ofenrohr, das 20 cm über der oberen Tragfläche angebracht ist, durchstreichen.

*Beobachtungen:* a) *Vor Start:* 90 Volt (vor der Halle).

Bei positiver Konduktorladung erfolgt Zusammengehen, bei

negativer Auseinandergehen der Fäden. Bei abgestelltem und bei langsam laufendem Motor 308 Volt (auf dem Flugplatz). Positive Ladung des Konduktors bewirkt Zusammengehen der Fäden. Rechten Faden auf Skt. + 80 gestellt. Bei hoher Umdrehungszahl des Motors geht der linke Faden auf - 10 Skt. = 660 Volt. Negative Ladung des Konduktors läßt die Fäden zusammengehen.

b) *Im Fluge:*

Bei 1980 Umdr./min linker Faden auf - 70 Skt. = 1090 Volt.

„ 1200 „ „ „ - 30 „ = 800 „

c) *Gleitflug:* Die Fäden gehen allmählich zusammen.

### 30. Flug.

7. IV. 1923 nachm. 12<sup>h</sup> 10 in Adlershof.

Flugzeug, Führer, Beobachter, Elektrometer und Kollektor wie bei Flug 29. Das Ofenrohr hinter dem Auspuff ist entfernt.

Beobachtungen: a) *Vor Start:* Rechten Faden auf + 80 Skt. gestellt. Der linke stellt sich dann (Motor läuft nicht) auf + 35 Skt. = 316 Volt.

b) *Im Fluge:*

Bei *Vollgas* linker Faden auf - 75 Skt. = 1120 Volt.

„ 1200 Umdr./min „ „ „ + 40 „ = 280 „

„ 1400 „ „ „ - 10 „ = 660 „

bleibt dort etwa 30 Sek. und geht dann wieder auf - 75 Skt. = 1120 Volt. Flugzeug inzwischen gefallen. Um höher steigen zu können, Druck gepumpt; Benzinbehälter war undicht.

Bei 1400 Umdr./min linker Faden auf - 70 Skt. = 1090 Volt

„ 1200 „ „ „ + 40 „ = 280 „

Bei *Vollgasgeben* (1400 Umdr./min) geht der linke Faden in 30 Sek. stetig wieder auf - 70 Skt. = 1090 Volt. Bei Drosseln auf 1200 Umdr./min geht der linke Faden in 5 Sek. auf + 40 Skt. = 280 Volt. Bei *Vollgasgeben* wieder nach 3 Sek. auf - 10 Skt. = 660 Volt, nach 7 Sek. auf - 40 Skt. = 870 Volt.

d) *Versuche zur Ausgleichung der Flugzeugeigenladung.*

Als Ursache der Flugzeugeigenladung kommt die Reibung der Tragflächen oder des Propellers mit der umgebenden Luft

nicht in Betracht, da nach Versuchen von G. C. Simpson<sup>1)</sup> auch bei den vorkommenden Fluggeschwindigkeiten durch Anblasen von Holzstücken keine merkliche Aufladung eintritt. Spring<sup>2)</sup> erhielt zwar durch Anblasen einer Messingkugel mit trockener Luft eine Aufladung; jedoch ist deren Höhe von viel geringerer Größenordnung als die im Flugzeug beobachtete. Wir erhielten beim Beblasen von Holzstücken mit Wind von 40–50 m/sec Geschwindigkeit im Höchsthalle eine Aufladung des Holzes auf 9 Volt.

Auch der Magnet des Motors kann keine Quelle der Flugzeugeigenladung sein, da die von ihm erzeugten Elektrizitätsmengen sich gegenseitig ausgleichen.

Veranlaßt durch Benzinbrände in chemischen Wäschereien und durch Explosionen von Benzintanks, hat man die elektrische Erregbarkeit von Benzin im allgemeinen<sup>3)</sup> und insbesondere die Aufladung der Auffang- und Ausströmgefäße von Benzin untersucht, das unter Druck aus feinen Öffnungen ausfließt.<sup>4)</sup> Die hierbei festgestellten Aufladungen des Benzins oder der Gefäße gehen bis zu 3000 Volt. Es könnte also vielleicht das aus dem Zerstäuber kommende Benzin zur Flugzeugaufladung beitragen, was aber unwahrscheinlich ist, da beim Vergasen und Verbrennen das Benzin in so innige Berührung mit den Metallteilen kommt, daß sich die beiden entgegengesetzten Ladungen wohl wieder vereinigen.

Ferner hat man auch bei ausströmendem Wasserstoff hohe Aufladungen festgestellt<sup>5)</sup>, die eine Ursache für die Aufladung von Ballonen bei ihrer Füllung sind. Für die Entstehung dieser Ladungen ist das Vorhandensein staubförmiger Ver-

1) H. Gerdien, Jahrbuch der Wiss. Ges. f. Flugtechnik 2 S. 179. 1914.

2) W. Spring, Bull. de l'acad. roy. de Belg. (3) 4. S. 23. 1882.

3) M. Richter, Die Benzinbrände in den chemischen Wäschereien. Berlin 1893; Just, Zeitschr. f. Elektrochemie 10. S. 202. 1904.

4) M. Richter, Die chem. Industrie 35. S. 833. 1912; F. Dolezalek, Ebenda, 35. S. 166. 1912; 36. S. 33. 1913; D. Holde, Ber. d. D. Chem. Ges. 47. S. 3239. 1914; Zeitschr. f. Elektrochemie 22. S. 1 u. 195. 1916; Verh. d. D. Physik. Ges. 21. S. 465. 1919.

5) W. Nusselt, Zeitschr. d. Ver. D. Ing. 66. S. 203. 1922; P. Pothmann, Ebenda, 66. S. 938. 1922; Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 13. S. 120. 1922; F. Ritter, Zeitschr. f. techn. Physik 3. S. 222. 1922.

unreinigungen des Gases notwendige Bedingung. Ähnlich werden auch beim Flugzeugmotor die *Auspuffgase*, die an nicht gasförmigen Fremdkörpern in fein verteiltem Zustande (Ruß, Öl) reich sind, durch Reibung die Flugzeugaufladung bewirken.

Jedenfalls muß, da das Flugzeug positiv elektrisch geladen ist, die negative Ladung mit den Auspuffgasen weggeführt werden.

Das konnten wir auch durch *Versuche* bestätigen. Der Motor des Flugzeugs lief in der Halle, und die Abgase mußten entweder durch ein isoliertes Drahtnetz oder Messingrohr streichen oder wurden in einem kannenförmigen Gefäß aufgefangen. Es luden sich dann

Drahtnetz	bei	600	Umdr./min auf	60	Volt neg.
"	"	1060	" "	105	" "
Messingrohr	"	1010	" "	90—105	" "
Auffanggefäß	"	600 u. 1020	" "	60—90	" "

Die Auspuffgase waren also tatsächlich negativ elektrisch geladen. Der Aufladevorgang des Flugzeugs besteht daher (mindestens zum Teil) in der Ablösung negativ geladener Abgase vom Flugzeug.

Da beim Durchstreichen eines Siebes die Aufladung des ausströmenden Wasserstoffes abnimmt (F. Ritter, a. a. O.), so vermuteten wir, daß sich auch in unserem Falle die negative Ladung der Auspuffgase zum Flugzeug zurückleiten lassen würde, um so einen Ausgleich der positiven Flugzeugladung herbeizuführen. Zu diesem Zwecke brachten wir am Auspuff ein Drahtnetz an, durch das die Auspuffgase streichen mußten (Fig. 4, Flug 17) oder leiteten die Abgase durch ein 1,85 m langes Ofenrohr (Flug 29). Beide Anordnungen hatten jedoch keinen Einfluß auf die Höhe der Flugzeugeigenladung.

Deshalb versuchten wir, die Aufladung durch *Ausgleicher* zu beseitigen, die wir metallisch mit dem Motor verbanden und während des Fluges 1 m unterhalb des Flugzeuges hinausbrachten. Es wurden als Ausgleicher benutzt der Dreidüsenzerstäuber, der RaTh-Kollektor und ein kleiner stromlinienförmiger Wasserkasten mit zwölf seitlichen Öffnungen an der Stelle größten Querschnitts. Das Wasser floß diesem Kasten durch das Rohr, an dem er hinuntergeschoben wurde, aus einem im Beobachterraum befindlichen Wassersack zu.

Auch hierdurch nahm die Höhe der Flugzeugladung meistens gar nicht, in einzelnen Fällen nur eben merklich ab. Der Grund für den negativen Erfolg dieser Ausgleicherversuche ist der, daß der *Ladestrom* des die *Ladung* bewirkenden Prozesses groß ist gegenüber dem von den *Ausgleichern* gelieferten *Entladestrom*.

Eine Überschlagsrechnung bestätigt das: Den Leitwert des RaTh-Kollektors hatten wir zu  $4 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt erhalten (Abschnitt I 3c, am Schluß), den des Dreidüsenzerstäubers zu höchstens  $5 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt (Abschnitt I 3d, am Schluß). Auch sonst schon untersuchte Kollektoren haben ähnliche Leitwerte. So beträgt der des Lutzschen Wasserkollektors mit Saug-Druckzerstäubung nach Messungen von Fuhrmann bei guter Zerstäubung  $4 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt. Für Wassertropfkollektoren findet man  $1-2 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt.<sup>1)</sup>

Im günstigsten Falle kann man also bei den bisher verwendeten Ausgleichern einen Leitwert von  $5 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt ansetzen.

Bei unsern Flugversuchen waren die Ausgleicher so tief unter das Flugzeug gesenkt worden, daß der Punkt, an dem sie sich befanden, eine Spannung von etwa 100 Volt gegen das Flugzeug besaß. Der über den Ausgleicher fließende Entladestrom war also höchstens:  $5 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt  $\times$  100 Volt  $= 5 \cdot 10^{-9}$  Amp.

Der Ladestrom eines Flugzeugmotors beträgt aber nach Fuhrmanns Messungen bei 820—1120 Umdr./min  $6-10 \cdot 10^{-3}$  Amp.

In 5—30 Sek. nach einer Änderung der Drehzahl ist die Aufladung beendet und das Flugzeug hat die der Drehzahl des Motors entsprechende Grenzspannung  $V_{\infty}$  angenommen. Dann wird die gesamte vom Motor gelieferte Elektrizitätsmenge in die Atmosphäre abgeführt (vgl. Abschnitt II 1), zum kleinen Teil durch luftelektrische Zerstreung ( $i_{w_1}$ ), zum größten Teil durch die Auspuffgase, deren Entladestromstärke ( $i_{w_2}$ ) dann also  $6-10 \cdot 10^{-3}$  Amp. beträgt.

Das Hinzufügen eines Ausgleichers bedeutet, daß eine neue Stromkomponente  $i_{w_3}$  zu dem bisherigen Verluststrom hinzutritt. Dem entspricht also eine Vergrößerung von  $i_w$ .

1) E. v. Schweidler, Wiener Akad. Ber. (IIa) 107. S. 226. 1898; V. Conrad, Wiener Akad. Ber. (IIa) 111. S. 339. 1902.

d. h. eine Verkleinerung von  $W$ , womit nach der Gleichung  $V_{\infty} = i_L \cdot W$  eine Verkleinerung von  $V_{\infty}$  verbunden sein müßte.

Tatsächlich zeigte sich nun auch beim Hinausschieben der Ausgleicher im Fluge mitunter eine kleine Abnahme der Spannung zwischen Meßkollektor und Flugzeug, meistens hatte der Kollektor jedoch keinen Einfluß, was nach den vorstehenden Zahlen ja auch begreiflich ist, da die über den Ausgleicher fließende Entladestromstärke nur etwa 5 Proz. der Ladestromstärke beträgt.

Allgemein ist auch klar, daß man durch derartige Ausgleicher, wenn man ihren Leitwert durch Verstärkung der radioaktiven Präparate oder günstigere Gestaltung vergrößert oder mehrere Ausgleicher zugleich verwendet, die Flugzeugeigenladung zwar um einen gewissen Betrag herabsetzen kann, daß aber eine *vollkommene Ableitung der Eigenladung durch Ausgleicher grundsätzlich unmöglich* ist, so lange der Aufladeprozess andauert.

Denn die Motorladestromstärke  $i_L$  ist bei bestimmter Drehzahl konstant, d. h. unabhängig von der Höhe der Eigenladung des Flugzeuges. Die Entladestromstärke des Ausgleichers ist aber veränderlich, nämlich das Produkt des konstanten Leitwerts  $\lambda$  und der variablen Spannungsdifferenz zwischen dem mit dem Ausgleicher leitend verbundenen System und dem Luftpunkte, an dem sich der Ausgleicher befindet. Die Wirkung des Ausgleichers nimmt also proportional der Spannung ab, die er beseitigen soll.

Zur vollkommenen Vermeidung der Aufladung ( $V_{\infty} = 0$ ) müßte  $W = 0$  gemacht werden, was sich natürlich nicht ausführen läßt. In Wirklichkeit kann man so nur eine *Annäherung an die vollkommene Ausgleichung* erreichen, was allerdings für Messungen des luftelektrischen Spannungsgefälles noch nicht genügt, wenn auch eine gefährliche Höhe der Aufladung auf diese Weise vermieden werden kann.

Würde man z. B. einen 10 mal so stark wirkenden Ausgleicher (oder 10 Stück von je  $5 \cdot 10^{-11}$  Amp./Volt) verwenden und bis zu einem Punkte hinunterlassen, der eine um 1000 Volt niedrigere Spannung besäße als das Flugzeug, so würde zwar zunächst ein Entladestrom von  $5 \cdot 10^{-7}$  Amp. über den Aus-



gleicher fließen. Dadurch würde ein Teil der Flugzeugeigenladung beseitigt und der Spannungsunterschied zwischen Ausgleicher und Flugzeug verringert werden, infolgedessen auch der diesem Spannungsunterschied proportionale Entladestrom abnehmen, bis er unter den Wert des Motorladestroms gesunken wäre. Das träte ein, wenn die durch den Ausgleicher gehende Niveaufäche eine um 200–120 Volt tiefere Spannung besäße, als das Flugzeug selber.

Dieses in der Umgebung von Flugzeugen von ihrer Eigenladung herrührende elektrische Feld ließe sich zwar prinzipiell durch noch stärker wirkende Ausgleicher noch weiter verkleinern; praktisch wird man jedoch so stark wirkende Ausgleicher kaum verwenden.

Zudem haben unsere Flugzeugmessungen gezeigt, daß das von der Eigenladung herrührende Spannungsgefälle in der Nähe des Flugzeuges 2000 Volt/m nie überschreitet. Größere Spannungsgefälle (etwa durch Gewitter verursacht) können mit einem Ausgleicher stets auf diesen gefahrlosen Wert herabgedrückt werden, so daß, wenn es sich etwa um ein *Luftschiff* handelt, eine *Zündungsgefahr durch elektrische Entladung ausgeschlossen ist*. Der Ausgleicher muß jedoch an einer Stelle angebracht werden, an der ein verhältnismäßig starkes elektrisches Feld herrscht, und muß einen möglichst großen Leitwert besitzen, um plötzlich auftretende große Spannungsdifferenzen schnell beseitigen zu können.

Das dann aber noch nahe am Flugzeuge vorhandene Spannungsgefälle übertrifft das natürliche luftelektrische um ein Vielfaches und ändert dazu seinen Wert mit der Motordrehzahl, so daß das Flugzeug zur Messung des luftelektrischen Spannungsgefälles mit einem Meßkollektor und zusätzlichen Ausgleichern nicht zu verwenden ist.

Man wird dieses Ziel aber wohl mit einer komplizierteren Apparatur erreichen, wenn man nach einem Vorschlage von M. Dieckmann im Flugzeuge zwei Meßkollektoren in verschiedenem Abstände benutzt. Kennt man nämlich durch Modellmessungen in einem künstlichen elektrostatischen Felde die Feldgestaltung um ein Flugzeug herum, wenn dieses ungeladen ist und bestimmte Eigenladungen besitzt, so genügen gleichzeitige Messungen im Fluge mit zwei Kollektoren zur Bestimmung der Eigenladung des Flugzeugs und des un-

gestör  
Flugz  
Tum  
um  
luftel  
I  
Flugz  
trisch  
uns  
der  
durch  
durch  
Moto

Stan  
Die  
dessa  
diffe  
Berü  
Orte  
und  
zeug  
stim

über  
das  
zweis  
befi  
diff  
zeu  
sch  
ein  
har

ma  
Ko



gestörten luftelektrischen Spannungsgefälles am Orte des Flugzeugs. Ähnlich haben bereits früher Börnstein<sup>1)</sup> und Tuma<sup>2)</sup> im Freiballon 3 und 4 Meßkollektoren verwendet, um zugleich die Eigenladung des Ballons und das ungestörte luftelektrische Spannungsgefälle zu messen.

Ein gangbarer Weg zur vollkommenen Beseitigung der Flugzeugeigenladung und damit zur Messung des luftelektrischen Spannungsgefälles mit nur einem Meßkollektor scheint uns nur in der Richtung zu liegen, daß man einen von der Höhe der Aufladung unabhängig wirkenden Ausgleicher schafft, durch Verhinderung des Entweichens geladener Abgase oder durch Vermeidung des elektrizitätserregenden Vorgangs im Motor selbst.

#### e) Eigenpotential des Flugzeugs.

Bei der Messung der Höchstaufladung eines Motors am Stand gibt  $V_{\infty}$  die Spannung des Motors gegenüber der Erde an. Die entsprechende Größe für ein Flugzeug in der Luft stellt dessen *Eigenpotential* dar. Aus der gemessenen Spannungsdifferenz Flugzeug gegen Kollektor kann man (mit oder ohne Berücksichtigung des luftelektrischen Spannungsgefälles am Orte des Flugzeugs) dieses Eigenpotential annähernd berechnen und daraus durch Multiplikation mit der Kapazität des Flugzeuges die auf ihm vorhandene freie Elektrizitätsmenge bestimmen.

Nach einer auf Grund der Potentialtheorie angefertigten überschlägigen Zeichnung des Verlaufs der Niveauflächen muß das Flugzeug auf 3000—10000 Volt aufgeladen sein, damit zwischen ihm und einem 1 m über der Auspuff-Horizontalebene befindlichen Meßkollektor die von uns gemessenen Spannungsdifferenzen von 1000—2000 Volt herrschen. Bei einer Flugzeugkapazität von 1000 cm (nach unsern Messungen; vgl. Abschnitt II 3d, Fußnote) würde demnach auf dem Flugzeuge eine freie Elektrizitätsmenge von  $\frac{1}{3}$  bis  $1 \cdot 10^{-5}$  Coulomb vorhanden sein.

Genauere Werte des Eigenpotentials erhält man, wenn man ein Flugzeugmodell so weit auflädt, daß zwischen dem Kollektorpunkt und dem Flugzeug das bei den Flügen ge-

1) R. Börnstein, Wied. Ann. d. Phys. 62. S. 680. 1897.

2) J. Tuma, Wiener Akad. Ber. (IIa) 108. S. 227. 1899.

gemessene Spannungsgefälle herrscht. Zur Berücksichtigung des luftelektrischen Spannungsgefälles hat man das aufzuladende Modell noch in ein künstliches elektrostatisches Feld zu bringen, das an Stärke dem natürlichen luftelektrischen Felde entspricht.

f) Abhängigkeit der Selbstaufladung von der Motorleistung.

Für die Abhängigkeit der Selbstaufladung von der Leistung des Motors erhält man folgendes Bild:

Aus den Fuhrmannschen Messungen kann man folgern, daß die Ladestromstärke  $i_L$  zunächst mit der Motorbelastung  $B$

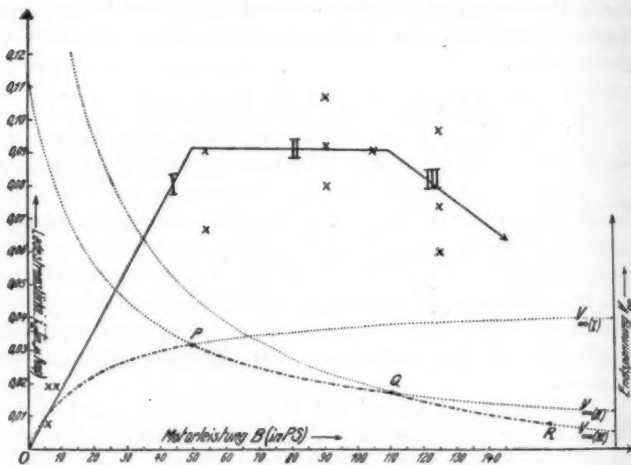


Fig. 6.

wächst und dann nach flachem Maximum wieder abnimmt; in Fig. 6 bezeichnen die kleinen Kreuze die gemessenen Werte; die angegebenen Koordinatenmaßstäbe gelten nur hierfür. Die Streuung der Punkte, verursacht durch die wechselnden Werte des Widerstandes der Isolatoren, ist ziemlich groß. In erster Annäherung kann man einen aus drei aneinander gesetzten Geraden bestehenden Linienzug als schematische Darstellung des Ladestrom-Belastungsdiagrammes annehmen. Diese drei Geraden I, II und III sind in Fig. 6 eingezeichnet; die Neigung der Geraden III ist für die folgende Berechnung von geringem Einfluß.

Da die Leitfähigkeit der Auspuffgase mit zunehmender Belastung größer wird (die Auspufftemperatur nimmt bei Fuhrmann's Messungen von 50 auf 220° zu), der Widerstand  $W_3$  der Gase also kleiner, so kann man als ersten Anhalt  $W_3$  umgekehrt proportional der Belastung  $B$  annehmen, also

$$W_3 = \frac{b}{B}$$

setzen. Daß das Endergebnis sich auch bei Annahme einer andern negativen Potenz von  $B$  nicht wesentlich ändert, ist leicht einzusehen.

Den Verlauf der *Endspannung*  $V_\infty$  in Abhängigkeit von der Motorleistung erhält man mit den früheren Ansätzen (Abschnitt II 1) aus der Gleichung  $V_\infty = i_L \cdot W$  durch folgende Überlegung:

Für den gesamten „Isolationswiderstand“  $W$  gilt:

$$\frac{1}{W} = \frac{1}{W_1} + \frac{1}{W_2} + \frac{1}{W_3}, \quad \text{also } W = \frac{W_1 \cdot W_2 \cdot W_3}{W_1 \cdot W_2 + W_1 \cdot W_3 + W_2 \cdot W_3}.$$

Mit der Annahme  $W_3 = \frac{b}{B}$  wird

$$W = \frac{b \cdot W_1 \cdot W_2}{B \cdot W_1 \cdot W_2 + (W_1 + W_2)b}.$$

Die Gleichungen der drei Geraden I, II und III für  $i_L$  in Fig. 6 mögen lauten:

- I')  $i_L = a \cdot B$ , d. h.  $i_L$  nimmt proportional  $B$  zu;  
 II')  $i_L = c$ , d. h.  $i_L$  ist konstant;  
 III')  $i_L = e - d \cdot B$ , d. h.  $i_L$  nimmt proportional der Zunahme von  $B$  ab.

Setzt man diese Werte von  $i_L$  und den Wert von  $W$  in die Gleichung  $V_\infty = i_L \cdot W$  ein und zieht die Konstanten in die Werte  $C_1, C_2, C_3, C_4$  zusammen, so erhält man:

$$(I'') \quad V_\infty = \frac{a \cdot B \cdot b \cdot W_1 \cdot W_2}{B \cdot W_1 \cdot W_2 + (W_1 + W_2)b} = \frac{a \cdot C_1 \cdot B}{B \cdot C_2 + C_3};$$

$$(II'') \quad V_\infty = \frac{c \cdot b \cdot W_1 \cdot W_2}{B \cdot W_1 \cdot W_2 + (W_1 + W_2)b} = \frac{c \cdot C_1}{B \cdot C_2 + C_3};$$

$$(III'') \quad V_\infty = \frac{(e - d \cdot B) b \cdot W_1 \cdot W_2}{B \cdot W_1 \cdot W_2 + (W_1 + W_2)b} = \frac{C_4 - C_1 \cdot d \cdot B}{B \cdot C_2 + C_3}.$$

Das sind die Gleichungen von drei Hyperbeln, deren hier in Betracht kommende Kurventeile in Fig. 6 punktiert eingezeichnet sind.

Entsprechend den drei Geraden I, II und III ist die Kurve  $V_{\infty}$  (I) nur vom Nullpunkt  $O$  bis zum Punkte  $P$ ,  $V_{\infty}$  (II) von  $P$  bis  $Q$ ,  $V_{\infty}$  (III) von  $Q$  ab zu nehmen. Man erhält so den strichpunktierten Verlauf  $OPQR$  für  $V_{\infty}$ , der besagt, daß die Endspannung eines sich selbst aufladenden Motorluftfahrzeuges mit zunehmender Motorbelastung zunächst ansteigt und nach Überschreitung eines Maximums wieder abnimmt.  $V_{\infty}$  verschwindet erst für  $i_L = 0$ .

Dieser aus den Fuhrmannschen Messungen abgeleitete schematische Verlauf von  $V_{\infty}$  entspricht vollkommen unseren Flugzeugbeobachtungen und auch den Dieckmannschen Messungen: Bei Flug 5—30 befanden wir uns auf dem aufsteigenden Teil der  $V_{\infty}$ -Kurve von  $O$  bis  $P$ : Zunahme der beobachteten Endspannung mit Zunahme der Motordrehzahl, Abnahme der Spannung mit Abnahme der Drehzahl. Bei Flug 3 und 4 hatten wir gerade das Übergangsgebiet der Kurve bei  $P$ : bald Zunahme, bald Abnahme der Endspannung mit zunehmender Drehzahl. Bei Flug 1 und 2 waren wir auf dem abfallenden Teil  $PQR$ : Mit zunehmender Drehzahl Abnahme der Spannung und umgekehrt. Dieckmann befand sich ebenfalls mit seinem Fahrradmotor auf diesem absteigenden Teil der  $V_{\infty}$ -Kurve: das erreichte Endpotential sank mit wachsender Drehzahl.

Über die Höchstaufladung eines bestimmten Motors läßt sich von vornherein nichts bestimmtes sagen, da die Ausgleichwirkung der Abgase von der Anordnung des Auspuffs und von der Motorstärke abhängt. Im allgemeinen befindet man sich bei den im Fluge üblichen Drehzahlen für stärkere (220 PS) Motoren auf dem absteigenden Teil der  $V_{\infty}$ -Kurve, für schwächere (160 PS) Motoren auf dem ansteigenden Teil.

#### Ergebnis der Arbeit.

Es ist ein brauchbares Verfahren zur Messung elektrischer Spannungen von Flugzeugen und Luftschiffen aus entwickelt und erprobt worden. Die Messungen im fliegenden Flugzeuge ergaben, übereinstimmend mit früheren Laboratoriumsmessungen, eine beträchtliche positive Selbstaufladung des Motors und negative Ladung der Auspuffgase. Die Höhe dieser Ladung des Flugzeugs hängt von der Motorleistung ab.

Eine Beseitigung der Flugzeugeigenladung durch Ausgleicher ist möglich in einem für technische Zwecke (Zündungsgefahr von Luftschiffen) genügenden Maße. Zur ungestörten Messung des luftelektrischen Spannungsgefälles jedoch läßt sich das Flugzeug seiner Selbstaufladung wegen nicht verwenden, wenn man sich auf die einfache Anordnung mit nur einem Meßkollektor und Ausgleichern beschränkt.

Die Kosten dieser Arbeit wurden hauptsächlich von der *Aerophysikalischen Stiftung Halle* getragen; einen Zuschuß gewährte auch die *Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft*. Aus dem *Physikalischen Institut* und dem *Laboratorium für angewandte Physik* der Universität Halle wurden Instrumente und andere Einrichtungen benutzt.

Halle a. S., im Mai 1924.

(Eingegangen 4. Juni 1924.)

#### 4. *Über Ausleuchtung der Phosphore durch magnetische und elektrische Felder;* *von E. Rupp.*

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)

Das Abklingen des Leuchtens eines erregten Phosphors läßt sich bekanntlich beschleunigen durch Erhitzen des gesamten Phosphorpräparats — *Austreiben* — oder durch Bestrahlung des aufgespeicherten Phosphorlichtes mit nicht erregendem Licht — *Ausleuchten* —. Der Vorgang des Ausleuchtens besteht nicht in einer Erwärmung des gesamten Phosphormaterials, sondern infolge verstärkter Absorption des nicht erregenden Lichtes in den erregten Phosphorzentren wird eine molekularlokale Temperaturerhöhung<sup>1)</sup> dieser Zentren hervorgerufen; der Phosphor klingt schneller ab. Neuerdings haben die Hrn. Gudden und Pohl<sup>2)</sup> eine Ausleuchtung des erregten Phosphors bei Anlegen eines hohen elektrischen Feldes gefunden. Hr. F. Schmidt<sup>3)</sup> hat diese Ausleuchtung quantitativ untersucht und die dabei zutage getretenen Verhältnisse weitgehend erklären können durch Zurückführung der Ausleuchtung durch das elektrische Feld 1. auf eine Bewegungsänderung der Elektronen in den Zentren und 2. auf eine Drehung der polarisierten Paare Metallatom — aufspeicherndes Atom. In vorliegender Untersuchung wird ein *Ausleuchten* der Phosphore durch hohe magnetische Felder nachgewiesen und zugleich wird diese Ausleuchtung auf ihren Zusammenhang mit der Ausleuchtung im elektrischen Felde untersucht, wobei eine weitgehende Analogie beider Arten der Ausleuchtung hervortrat. Daraus und aus einer hierbei festgestellten *Polarisation des ausgeleuchteten Phosphorlichts* konnten Schlüsse auf den Mechanismus der Ausleuchtung im elektrischen und magnetischen Felde gezogen werden.

1) Vgl. hierüber P. Lenard, Über Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore durch Licht. Heidelb. Akad. 1917 und 1918.

2) B. Gudden u. R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. 2. S. 192. 1920.

3) F. Schmidt, Ann. d. Phys. 70. S. 161. 1923.

**A. Ausleuchtung durch magnetische Felder.**

Zur Untersuchung der Phosphore in magnetischen Feldern stand ein großer Weißscher Elektromagnet mit Wasserkühlung zur Verfügung<sup>1)</sup>, der die hierzu nötigen hohen Feldstärken, bis 45000 Gauss, wenigstens für kürzere Zeiten herzustellen gestattete. Die Feldstärke wurde mit einer Lenard'schen Wismutspirale gemessen, wobei besonders die von Hrn. Lenard<sup>2)</sup> ausgebildete akustische Wechselstrommethode bei kurzen Einschaltzeiten schnelle Messungen erlaubte. Der Durchmesser der Polfläche betrug 10 mm, beide Pole konnten auf 1 mm, bzw. 4,5 mm Abstand genau eingestellt werden. Der Zwischenraum zwischen den Polen wurde mit dem zu untersuchenden Phosphorpulver gefüllt. In unmittelbarer Nähe der Pole befand sich ein Kondensator mit einer Meßrinne zur gleichzeitigen Untersuchung der Ausleuchtung im elektrischen Felde. Die Meßrinne hatte dabei eine Breite gleich dem Polabstand, eine zur okularen Helligkeitsvergleichung unerläßliche Bedingung. — Von Phosphoren wurden untersucht:  $\text{ZnSCu } \alpha$  mit verschiedenem Metallgehalt und  $\text{ZnSMn } \alpha$ , da nur diese Phosphore beobachtbare Ausleuchtung im elektrischen Felde zeigen. Erregt wurde der Phosphor mit Nernstlicht durch V.U.V.-Glas.

**I. Über die Wirkung magnetischer Felder auf das Abklingen.**

Die folgenden allgemeinen Beobachtungen sind parallel der Untersuchung des Hrn. F. Schmidt<sup>3)</sup> mit elektrischen Feldern aneinandergereiht.

Zunächst zeigte sich, daß in mäßig großen Magnetfeldern keine Einwirkung des Feldes auf das Leuchten des Phosphors beobachtbar ist. Erst bei Feldern von 20000 Gauss an war mit gut ausgeruhtem Auge eine Wirkung beobachtbar, die aber auch bei den höchst verwendbaren Feldstärken — 45000 Gauss — weit hinter der bei Ausleuchtung im elektrischen Felde von 10000 Volt/cm beobachtbaren zurückblieb.

1) Gebaut von M. Kohl, Dresden, von der Notgemeinschaft d. W. dem radiologischen Institut zur Verfügung gestellt, wofür hier auch im Namen der Institutsleitung bester Dank ausgesprochen sei.

2) P. Lenard, Wied. Ann. 39. S. 620. 1890.

3) A. a. O. S. 165ff.

1. Bei Anschalten eines magnetischen Feldes während der Abklingung eines ZnS-Phosphors tritt eine kurzdauernde Ausleuchtung ein. Vorgang ganz analog wie im elektrischen Felde.<sup>1)</sup>

Der Phosphor zwischen den 4,5 mm entfernten Polen und ein gleich breites Präparat außerhalb des Magnetfeldes klingen nach Schluß der gemeinsamen Erregung gleichmäßig ab. Eine bestimmte Zeit, z. B. 2 Min., nach Schluß der Erregung wird der Strom des Magnetfeldes von 25000 Gauss angeschaltet, dann beginnt der Phosphor im Felde deutlich heller zu werden als der normal abklingende; er erreicht rasch das Helligkeitsmaximum und sinkt in kurzer Zeit merklich auf die Helligkeit des ungestört abklingenden Phosphors herab. Der Anstieg zur größten Helligkeit geht nicht so schnell vor sich wie bei der Ausleuchtung im elektrischen Felde, was unzweifelhaft daran liegt, daß das magnetische Feld einige Zehntelsekunden bis zur vollen Ausbildung braucht. Läßt man das Feld jedesmal nur wenige Sekunden anliegen, so läßt sich das Ausleuchten ein- bis zweimal wiederholen, jedoch mit wesentlich verminderter Intensität. Dieses Ausleuchten eines ZnCu-Phosphors bei 30000 Gauss ist in Fig. 1 nach geschätzten Intensitäten dargestellt. Abszisse ist die Zeit nach Schluß der Erregung.

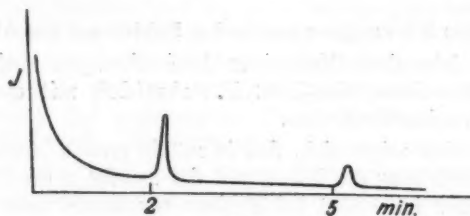


Fig. 1.

Änderung der Feldrichtung wirkt in gleicher Weise wie Wiedereinschalten der ursprünglichen Stromrichtung. Hat man die Ausleuchtung durch wiederholtes Anlegen derselben Feldrichtung zum Verschwinden gebracht — mehr als drei-

1) Die Ausleuchtung wird nicht etwa durch Erwärmen der Polschuhe hervorgerufen, wie durch Kontrollversuche mit Luftspalt zwischen Polschuh und Präparat sich feststellen ließ.



maliges Aufleuchten konnte nie festgestellt werden —, so war sie auch nach Umkehr der Feldrichtung nicht mehr beobachtbar. Wahrscheinlich liegt jedoch hierin kein Fehlen der Analogie zum elektrischen Felde vor, wo man bereits verschwundene Ausleuchtung durch Feldumkehr sofort wieder erhält, sondern die an sich schon geringe Helligkeit der Ausleuchtung im magnetischen Felde ist bei der notwendigerweise erst später vorzunehmenden Feldumkehr schon so weit gesunken, daß das Auge keinen Unterschied in der überhaupt schon recht gering gewordenen Helligkeit des Abklingens mehr wahrnehmen kann.

War das Magnetfeld längere Zeit eingeschaltet, so konnte ein wiederholtes Aufleuchten nicht beobachtet werden.

Ob beim Abschalten des magnetischen Feldes nach erstmaliger Ausleuchtung eine Erhellung des Phosphors auftritt, war nicht entscheidbar, eine solche ist auch beim elektrischen Felde nicht bekannt, wenn das elektrische Feld nur kurze Zeit anliegt. Klingt hingegen der Phosphor unter Wirkung eines elektrischen Feldes ab, so tritt bei Wegnehmen des Feldes eine nachdauernde Ausleuchtung ein. Eine solche Ausleuchtung war mit magnetischem Felde nicht beobachtbar, wohl weil sie unter den Helligkeitswert des abklingenden Leuchtens fällt. Das Herabsinken der Helligkeit des Abklingens verursacht auch, daß Zentren längerer Dauer scheinbar stärker ausgeleuchtet werden als solche kürzester Dauer, eine Tatsache, die Hr. Schmidt<sup>1)</sup> für das elektrische Feld eingehend besprochen hat. So konnte für Zentren dauern unter 1 Min. nach Schluß der Erregung auch mit Feldern von 40000 Gauss keine Ausleuchtung sicher beobachtet werden.

2. Die Helligkeit der Ausleuchtung durch ein magnetisches Feld zu einer bestimmten Zeit nach der Erregung steigt mit wachsender Feldstärke. Analog wie für elektrisches Feld. Die Helligkeitszunahme bewegt sich jedoch in mäßigen Grenzen, da eine Magnetfeldänderung bei sichtbarer Ausleuchtung nur auf das Doppelte — von 20000—40000 Gauss — möglich ist, während das elektrische Feld leicht auf das Zehnfache gesteigert werden kann. Der kleinste Wert des Magnetfeldes, bei dem sich noch Ausleuchtung beobachten ließ, betrug

1) A. a. O. S. 171.

17200 Gauss für  $\text{ZnCu}$   $\alpha$  5 Min. nach Schluß der Erregung. Die Ausleuchtung mit 18000—22000 Gauss ließ sich bei  $\text{ZnCu}$  leichter beobachten als für  $\text{ZnMn}$ , da die grüne  $\alpha$ -Bande des ersteren Phosphors ziemlich im physiologischen Helligkeitsmaximum des Auges liegt. Trotzdem mag die Energie des ausgeleuchteten Lichtes der  $\text{ZnMn}$ -Phosphore größer sein als bei den  $\text{ZnCu}$ -Phosphoren, da diese bei Zimmertemperatur von ihrem oberen Momentanzustand nicht allzuweit entfernt sind.

## II. Über die Wirkung magnetischer Felder auf die Erregung der Phosphore.

Wird ein Phosphor in einem elektrischen Felde erregt und nach Schluß der Erregung während der Abklingung das Feld aufgehoben, so tritt eine kurzdauernde Ausleuchtung ein.<sup>1)</sup> Diese Erscheinung läßt sich auch *im magnetischen Felde* beobachten — bei  $\text{ZnMn}$  etwas deutlicher als bei  $\text{ZnCu}$  —, besonders wenn man den Phosphor durch eine Lupe betrachtet, doch ist das Aufleuchten bei 30000 Gauss so schwach, daß eine messende Verfolgung der Erscheinung ausgeschlossen scheint. Felder von 40000 Gauss konnten wegen zu befürchtender starker Erwärmung des Magneten nicht so lange als zur Untersuchung nötig gewesen wäre, angeschaltet werden. Die Intensität des Aufleuchtens nach Erregung im elektrischen Felde setzt erst bei höherer Feldstärke ein als diejenige beim Anlegen eines elektrischen Feldes während der Abklingung<sup>2)</sup>, so daß, um erstere bei Magnetfeldern deutlich meßbar zu erhalten, in der Tat Felder von weit über 40000 Gauss nötig wären.

### B. Vergleichende Beobachtungen zwischen elektrischer und magnetischer Ausleuchtung.

Bei der äußerst geringen Helligkeit der Ausleuchtung im magnetischen Felde scheint eine durchgreifende photometrische Untersuchung ausgeschlossen. Auf Grund der eingehenden Messungen Hrn. F. Schmidts konnte jedoch eine vergleichende Untersuchung der elektrischen und magnetischen Ausleuchtung während des Abklingens des erregten Phosphors durchgeführt werden. Dabei wurde der Phosphor

1) F. Schmidt, a. a. O. S. 173.

2) A. a. O. S. 188. Fig. 8.

in möglichst gleicher Dicke zwischen die Magnetpole und in den bereits erwähnten Kondensator gleicher Breite eingefüllt und das elektrische Feld am Kondensator so eingestellt, daß zu einer bestimmten Zeit nach Schluß der Erregung die *Intensität des Aufleuchtens bei gleichzeitigem Anschalten des elektrischen und des magnetischen Feldes gleich groß* war. Dabei ist allerdings zu beachten, daß infolge des langsamen Anstiegs des Magnetfeldes zur vollen Stärke die größte Helligkeit des Ausleuchtens etwas nach der bei elektrischer Ausleuchtung erreicht wird; auch ist der ausgeleuchtete Betrag der Licht-

summe  $\int_{t_1}^{t_2} J dt$  ( $t_1$  = Zeit des Anschaltens des Feldes,  $t_2$  = Zeit

bei der die Ausleuchtung wieder auf die Intensität des normal abklingenden Phosphors gesunken ist) bei gleicher Intensität  $J$  aus demselben Grunde für das magnetische Feld etwas größer als für das elektrische Feld. Es erscheint jedoch zulässig, das Verhältnis der beiden Lichtsummen bei gleicher Helligkeit der elektrischen und der magnetischen Ausleuchtung als eine von der Feldstärke unabhängige Konstante aufzufassen, so daß in obiger Methode doch relative Unterschiede der elektrischen und der magnetischen Ausleuchtung zum Ausdruck kämen.

Da für die elektrische Ausleuchtung die Abhängigkeit der Helligkeit des Aufleuchtens von der Feldstärke bekannt ist<sup>1)</sup>, wurde für einen ZnCu-Phosphor für 5 Min. nach Erregung diejenige magnetische Feldstärke gesucht, die mit einer bekannten elektrischen Feldstärke gleiche Intensität des Aufleuchtens während des Abklingens hervorbringt. Es ergab sich dabei, daß, um dieselbe Ausleuchtung während des Abklingens wie bei 2000 Volt/cm hervorzubringen, ein Magnetfeld von 24000 Gauss erforderlich ist. Steigert man ferner die ausleuchtende elektrische Feldstärke von 2000 auf 4000 Volt/cm, so ist, um das gleiche Aufleuchten während des Abklingens hervorzubringen, eine Magnetfeldsteigerung von 24000 auf 45000 Gauss nötig. Man erkennt hieraus, daß die Ausleuchtung durch die experimentell herstellbaren magnetischen Felder stets nur überaus schwach sein kann.

Wichtig erscheint die Frage, ob elektrisches und magnetisches Feld, die sich im Vorstehenden stets ganz analog ver-

1) Vgl. F. Schmidt, a. a. O. S. 184. Fig. 6.

halten haben, zu gleicher Ausleuchtung während der Abklingung einander proportional sind. Fig. 2 gibt darüber Auskunft. Abszisse ist die elektrische Feldstärke in Volt/cm, Ordinate diejenige magnetische Feldstärke, die mit der elektrischen

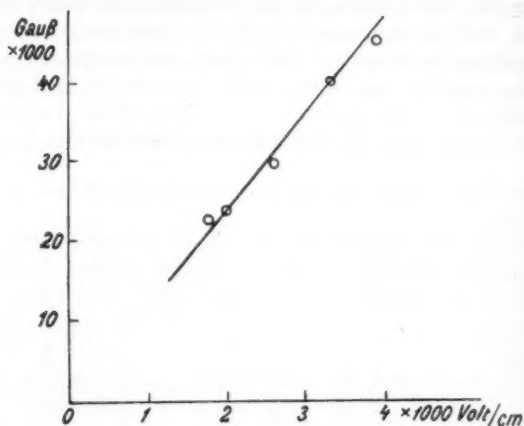


Fig. 2.

gleiche Intensität des Ausleuchtens während des Abklingens hervorbringt. Man erkennt für den untersuchten Bereich von 1800—4000 Volt/cm und 20000—45000 Gauss: Um gleiche Intensität der Ausleuchtung hervorzubringen, muß man die magnetische Feldstärke proportional mit der elektrischen Feldstärke erhöhen. Die Ausleuchtung während des Abklingens durch ein magnetisches Feld gehorcht also demselben Gesetz wie die Ausleuchtung durch ein elektrisches Feld. Es ist also

$$J \sim \mathcal{E} = v \mathcal{H}$$

für den untersuchten Bereich, wo  $J$  = Intensität des Ausleuchtens und  $v$  ein Proportionalitätsfaktor von der Dimension einer Geschwindigkeit.

#### C. Nachweis einer Polarisation des ausgeleuchteten Phosphorlichtes im magnetischen Feld.

Betrachtet man einen ZnMn-Phosphor durch einen Kalkspat, der das Bild des außerordentlichen Strahls von dem des ordentlichen gut trennt, bei ausgeruhtem Auge, schaltet

genügend lange Zeit nach Erregung, z. B. 5 Min., ein Magnetfeld  $> 40000$  Gauss an, so läßt sich eine *deutlich größere Aufhellung derjenigen Strahlkomponente, die senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien schwingt*, beobachten. Dasselbe stärkere Aufleuchten der senkrecht zu den Magnetkraftlinien polarisierten Intensität der Ausleuchtung läßt sich auch an Zn-Cu Phosphoren finden, hier jedoch weniger deutlich.

*Das ausgeleuchtete Licht eines ZnS-Phosphors bei Anschalten eines magnetischen Feldes während der Abklingung ist also teilweise polarisiert senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien.*

Wegen zu geringer Lichtstärke konnte bei wiederholtem Anschalten des Magnetfeldes keine Polarisation beobachtet werden, ebenso bei Abschalten des Feldes nach Erregung im Felde.

Bei Ausleuchtung durch ein elektrisches Feld scheint keine Polarisation des ausgeleuchteten Phosphorlichtes vorzuliegen.

Das Vorhandensein einer Polarisation des ausgeleuchteten Phosphorlichtes deutet darauf hin, daß bei der Ausleuchtung durch ein magnetisches Feld neben einer etwaigen Drehung des gesamten Zentrums die *Elektronenbahnen des Zentrums unmittelbar durch das Magnetfeld beeinflusst* werden. Daß es sich dabei auch um dem phosphoreszenzfähigen Metallatom zugehörige Elektronenbahnen handelt, mag aus der stärkeren Polarisation bei ZnMn als bei ZnCu geschlossen werden, wenn man dieses unterschiedliche Verhalten daraus erklärt, daß das Mn-Atom einen weit größeren Atommagnetismus besitzt als das Cu-Atom.

#### D. Ausleuchtung durch elektrische und magnetische Felder verglichen mit Hitzeaustrahlen.

Es soll hier noch über einen Versuch berichtet werden, der in Annäherung über die Größenordnung der bei Anlegen eines elektrischen oder magnetischen Feldes zur Ausleuchtung gebrachten Intensität des Phosphorlichtes Auskunft gibt. Die Frage soll folgendermaßen gestellt werden: *Welche Temperaturerhöhung (in unmerklich kurzer Zeit) des abklingenden Phosphors ist erforderlich, damit er mit derselben Intensität aufleuchtet wie bei der Ausleuchtung durch ein bestimmtes elek-*

*trisches bzw. magnetisches Feld?*<sup>1)</sup> — Ein ZnCu-Phosphor in dünner Schicht wurde in die 2 mm breite Rinne des Kondensators gebracht, die Feldstärke betrug 4000 Volt/cm. Eine gleichbreite Schicht desselben Phosphors in ungefähr gleicher Dicke wurde auf einen dünnen Metallstreifen aufgetragen, der an den Enden durch einen Drahtbügel gehalten war. Das Ganze sollte möglichst kleinen Wasserwert haben. Durch Eintauchen des erregten Phosphors auf dem Streifen in Wasser verschiedener Temperatur wurde dann diejenige Intensität des Aufleuchtens gesucht, die gleich der Ausleuchtung durch das gleichzeitig mit dem Eintauchen angelegte elektrische Feld war.

Gleiche Intensität des Aufleuchtens bei einer elektrischen Feldstärke von 4000 Volt/cm — entsprechend einer magnetischen Feldstärke von 45000 Gauss — trat ein bei einer Erwärmung des gesamten Phosphors um 6—6,5° C über Zimmertemperatur 5 Min. nach Schluß der Erregung.

Bedeutet  $d$  die Dicke der Phosphorschicht, bestimmt durch Wägung ihrer Masse  $m$  ( $m_1 = 11$  mg,  $m_2 = 17$  mg),  $\vartheta_1$  = Temperaturerhöhung zur Erreichung gleicher ausgeleuchteten Intensität  $J = 6^\circ$  C,  $\vartheta_2$  = gesuchte Temperaturerhöhung durch das elektrische Feld, dann gilt:

$$\text{bei Erwärmung} \quad J = \text{const } d_1 \vartheta_1,$$

$$\text{bei elektrischer Ausleuchtung} \quad J = \text{const } d_2 \vartheta_2,$$

woraus  $\vartheta_2 = 4^\circ$  C.

Die Intensität des Ausleuchtens des ZnCu-Phosphors 5 Min. nach Erregung durch ein elektrisches Feld von 4000 Volt/cm bzw. durch ein magnetisches Feld von 45000 Gauss entspricht also derjenigen Intensität, die bei Erwärmen des gesamten Phosphors um 4° C ausgetrieben wird.

#### E. Zur Theorie der Ausleuchtung durch elektrische und magnetische Felder.

Hr. F. Schmidt hat, wie eingangs erwähnt, das Ausleuchten der Phosphore durch elektrische Felder aus einer

1) Es ist dies eine nach den Untersuchungen des Hrn. Lenard (Ausleuchtung und Tilgung, Teil II) naheliegende Fragestellung. Es besteht jedoch zwischen Ausleuchtung durch Licht und durch Magnetfelder der Unterschied, daß im ersten Falle tatsächlich eine Temperaturerhöhung der Zentren anzunehmen ist, während im letzteren Falle ein ganz anderer Vorgang im Phosphor vorliegt.

Bewegungsänderung der Elektronen und aus einer Drehung der polarisierten Atompaaire durch das Feld weitgehend erklären können. Die dabei entwickelten Vorstellungen können hier für die Ausleuchtung durch magnetische Felder unmittelbar übernommen werden.

Ausgehend vom elektromagnetischen Induktionsgesetz kann man in sehr einfacher Weise die magnetische Ausleuchtung auf elektrische Ausleuchtung zurückführen. Danach entsteht ein elektrisches Feld  $\mathcal{E}$ , wenn magnetische Kraftlinien mit der Geschwindigkeit  $v$  einen Raumteil durchdringen entsprechend der Gleichung:

$$\mathcal{E} = [v \mathfrak{H}].$$

Das Zutreffen dieser Beziehung unter ähnlichen Verhältnissen wie hier bei der magnetischen Ausleuchtung hat Hr. W. Wien<sup>1)</sup> dadurch nachweisen können, daß er Kanalstrahlen der Geschwindigkeit  $v$  durch ein Magnetfeld  $\mathfrak{H}$  schickte und dabei einen Starkeffekt feststellte, wie er für ein elektrisches Feld  $\mathcal{E} = v \mathfrak{H}$  zu erwarten war.

Beim An- und Abschalten des Magnetfeldes an den erregten Phosphor haben wir es mit einem ganz entsprechenden Vorgang zu tun. Die magnetischen Kraftlinien durchsetzen, z. B. beim Anschalten des Magnetfeldes, die Phosphorzentren, mit einer durch die Permeabilität des Polmaterials bedingten Geschwindigkeit, während  $\mathfrak{H}$  gemäß der Selbstinduktion der Magnetspulen zu seinem Höchstwert ansteigt und entsprechend dem Winkel, den  $v$  und  $\mathfrak{H}$  miteinander bilden, wird das magnetische Feld  $\mathfrak{H}$  gerade so auf den Phosphor wirken, wie wenn ein elektrisches Feld  $\mathcal{E} = [v \mathfrak{H}]$  an den Phosphor angelegt worden wäre. Damit ließe sich die Ausleuchtung durch ein Magnetfeld unmittelbar auf die Ausleuchtung durch ein elektrisches Feld zurückführen und die im experimentellen Teil dieser Untersuchung stets gefundene Analogie zwischen der magnetischen und der elektrischen Ausleuchtung wäre unmittelbar verständlich.

Das Auftreten einer Polarisation des ausgeleuchteten Lichtes im magnetischen Felde spricht dafür, daß die Feldwirkung nicht nur in einem durch die Bewegung des Magnetkraftlinien hervorgerufenen ausleuchtenden elektrischen Felde

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 49. S. 843. 1916.

besteht, sondern daß der Emissionsvorgang im Phosphorzentrum durch das Magnetfeld auch in seinem Ablauf unmittelbar beeinflußt wird. Man mag an Analogie zum Zeemaneffekt denken, so daß die Bahnen der im Phosphorzentrum kreisenden Elektronen entsprechend den dort auftretenden Verhältnissen durch das Magnetfeld verzerrt würden. Vielleicht mag aber außerdem die Polarisation im Magnetfeld sekundär durch den verschiedenen Atommagnetismus des phosphoreszenzfähigen Metallatoms beeinflußt sein, wie schon oben zur Erklärung des Unterschiedes des Polarisationsgrades zwischen  $\text{ZnCu}$  und  $\text{ZnMn}$  ausgeführt wurde. Eine Untersuchung der Phosphore mit seltenen Erden im magnetischen und elektrischen Felde könnte hier weitere Aufklärung bringen, da die seltenen Erden den größten bekannten Atommagnetismus haben und die Emission ihrer Phosphore hauptsächlich in einzelnen Linien besteht.

Es sei zum Schluß noch hervorgehoben, daß Auffindung und Studium der hier beschriebenen Erscheinung durch die Beihilfe der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft möglich wurde, wofür hier nochmals bester Dank ausgesprochen sei. Ferner möchte ich auch Hrn. Geheimrat Lenard an dieser Stelle für wertvolle Ratschläge meinen Dank aussprechen.

Heidelberg, Mai 1924.

(Eingegangen 4. Juli 1924.)



